Über die Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen kleiner ausgewählter Bereiche aus elektronenmikroskopischen Durchstrahlungspräparaten

INAUGURALDISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

Vorgelegt von
Wolfgang Dieter Riecke
aus Suhl

1962

Über die Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen kleiner ausgewählter Bereiche aus elektronenmikroskopischen Durchstrahlungspräparaten

INAUGURALDISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

Vorgelegt von
Wolfgang Dieter Riecke
aus Suhl

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

1. Gutachter: Prof. Dr. E. Ruska

2. Gutachter: Prof. Dr. H. Lassen

Tag der mündlichen Prüfung: 23. 12. 1960

Tag der Promotion: 25. 7. 1962

Optik

Zeitschrift für das gesamte Gebiet der Licht- und Elektronenoptik

Herausgegeben von DR. FRITZ GÖSSLER und DR. NORBERT GÜNTHER

Von W. D. Riecke

Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von ausgewähltem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im Le Pooleschen Strahlengang

Sonderabdruck

Optik 18 (1961) 278–293

1961

WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

Optik 18
Heft 6, 1961

DK 537.533:621.385.833

Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von ausgewähltem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im Le Pooleschen Strahlengang[1]

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

Inhaltsangabe

Durch theoretische Überlegungen und experimentelle Untersuchungen wird nachgewiesen, daß bei der Feinbereichsbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang das Beugungsdiagramm nicht genau von demjenigen Präparatbereich erzeugt wird, dessen Hellfeldbild in die Öffnung der Selektorblende fällt. Öffnungsfehler und ungenaue Einstellung der Objektivlinse verursachen nämlich eine Verschiebung der zu den abgebeugten Strahlen gehörenden Dunkelfeldbilder gegen das Hellfeldbild. Die in der Selektorblendenöffnung im Dunkelfeld abgebildeten Präparatgebiete sind daher gegen das im Hellfeld ausgewählte Gebiet um Strecken verschoben, die – auf die Präparatebene bezogen – bei mittleren Beugungswinkeln bereits einige Zehntel μ betragen. Beugungsdiagramme ausgewählter Bereiche, die wesentlich kleiner als 1 μ sind, lassen sich daher mit dieser Methode nicht aufnehmen.

Abstract

It is shown by theoretical considerations and experiments that the diffraction pattern, obtained in the three-stage electron microscope by using *Le Poole*'s selected-area diffraction technique, does not exactly correspond to the specimen area selected within the bright-field image. In the selector-aperture plane, spherical aberration and incorrect focusing of the objective lens give rise to a shift of the dark-field images, corresponding to the diffracted rays, with respect to the bright-field image. Thus, the diffracted rays passing the selector aperture correspond to specimen areas which are shifted relative to that part of the bright-field image observed within the selector bore. The resulting shift of the diffracting specimen area relative to the selected one can amount to some tenths of a micron even for diffraction angles of the order of 5.10^{-2}. Thus, it is inadvisable to use a diameter of the selected area of less than 1 μ.

Résumé

On démontre par des considérations théoriques ainsi que par des expériences pratiques que le diagramme de diffraction, que l'on obtient dans le microscope électronique, suivant la technique de microdiffraction des aires sélectionnées de *Le Poole*, ne correspond pas à l'aire présélectionnée du spécimen dans l'image sur

[1] D 188, 1. Mitteilung.

fond clair. L'aberration sphérique et un défaut de mise au point de l'objectif provoquent, dans le plan de l'ouverture du diaphragme sélecteur, un décalage des images sur fond noir, correspondant aux rayons de diffraction, par rapport à l'image sur fond clair. Les rayons diffractés qui traversent l'ouverture du sélecteur correspondent donc aux aires du spécimen, décalées par rapport à la partie de l'image sur fond clair. Ce décalage de l'aire de diffraction du spécimen par rapport à l'aire sélectionnée peut comporter quelques dixièmes de micron pour des angles de diffraction de l'ordre de 5.10^{-2}. Il est donc préférable de ne pas prendre de diamètre de moins de 1 μ pour l'aire sélectionnée.

Einleitung

Mit der immer weiteren Verbreitung moderner dreistufiger Elektronenmikroskope findet auch das mit diesen Geräten ausführbare, als Feinbereichsbeugung bekannte Untersuchungsverfahren immer größeres Interesse.

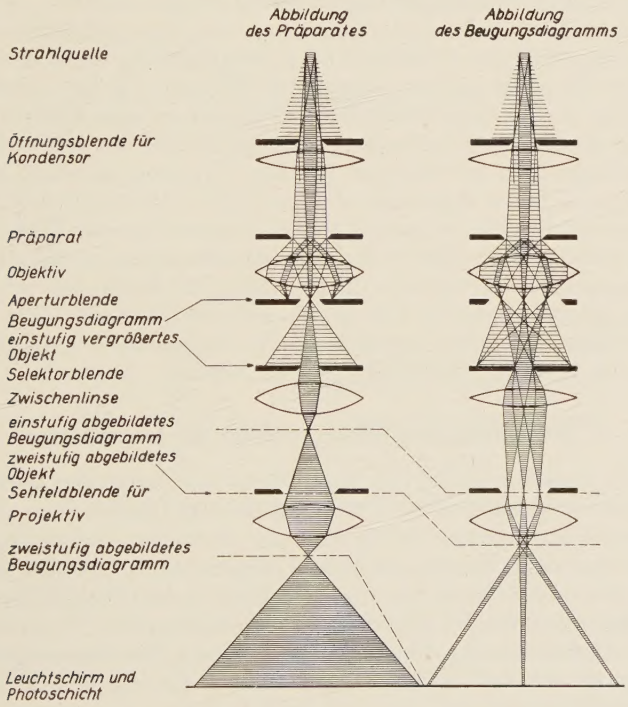


Abb. 1. Strahlengänge zur Feinbereichsbeugung.

Der hierbei verwendete, in Abb. 1 dargestellte Strahlengang geht auf Arbeiten von *Le Poole* [1] zurück. Dort wird ein größeres Gebiet des Präparats von einem Elektronenstrahl mit genügend kleiner Bestrahlungsapertur, wie sie für Beugungsuntersuchungen erforderlich ist, großflächig beleuchtet. In das vom Objektiv erzeugte erste (vergrößerte) Zwischenbild wird eine enge Blende – Selektorblende genannt – eingebracht, welche nur diejenigen Strahlen

passieren läßt, die zu dem Teilbereich des Zwischenbildes gehören, der in die Blendenöffnung fällt. Durch das hinter der Selektorblende liegende, aus Zwischenlinse und Projektiv bestehende Linsensystem läßt sich dann wahlweise der ausgeblendete Objektbereich oder sein in der hinteren Objektivbrennebene entstehendes Beugungsdiagramm auf dem Leuchtschirm sichtbar machen.

Nun ist für die Brauchbarkeit einer Apparatur, die Beugungsdiagramme kleiner ausgewählter Präparatbereiche aufnehmen soll, neben einer ausreichend hohen Auflösung sowohl im Beugungsdiagramm als auch im elektronenmikroskopischen Bild die Genauigkeit entscheidend, mit der beugender und abgebildeter Bereich übereinstimmen. Ausgewählt wird dieser Bereich im obigen Strahlengang bei elektronenmikroskopischer Hellfeldabbildung mit Paraxialstrahlen, und zwar erhält er seine Begrenzung durch die Lage des Randes der Selektorblendenöffnung im ersten Zwischenbild. Es scheint daher auf den ersten Blick, daß man bei Benutzung einer genügend hohen Objektivvergrößerung und enger Selektorblenden Beugungsdiagramme beliebig kleiner Präparatbereiche erhalten könnte. Der Verfasser [2] hat jedoch bereits seit längerem darauf hingewiesen, daß im allgemeinen auch Präparatbereiche zum Beugungsdiagramm beitragen, die sich außerhalb des ausgewählten Bereiches befinden, und daß Strahlen, die ihren Ursprung innerhalb dieses Gebietes haben, teilweise abgefangen werden können. Hierdurch wird die minimale Feinbereichsgröße auf etwa 1 μ Durchmesser begrenzt. Diese Tatsache ist häufig nicht in ihrer vollen Bedeutung erkannt worden, so daß oft zu große Erwartungen in die erreichbare Beschränkung der Größe des untersuchten Bereiches gesetzt wurden (s. z. B. [3, 4]). In letzter Zeit sind daher auch an anderer Stelle von *Agar* [5] und *Phillips* [6] experimentelle Untersuchungen zur Klärung dieses Sachverhaltes angestellt worden.

1. Der Einfluß des Öffnungsfehlers der Objektivlinse

Eine der Ursachen dafür, daß abgebildeter und beugender Bereich nicht genau übereinstimmen, ist der Öffnungsfehler der Objektivlinse. Die Größe des hierdurch verursachten Fehlers läßt sich abschätzen, indem man die vom Objekt unter dem Beugungswinkel ϑ abgestreuten Strahlen betrachtet (Abb. 2). Sie werden wegen des Öffnungsfehlers $C_{\ddot{o}}$ der Objektivlinse in dieser stärker gebrochen als die ungestreuten Paraxialstrahlen. Bezeichnet f_0 die paraxiale Brennweite des Objektivs, dann ist die Brennweite für Strahlen des Beugungswinkels ϑ bekanntlich $f_\vartheta = f_0 + \triangle f_\vartheta = f_0 - C_{\ddot{o}}\,\vartheta^2$. Ihre erste Zwischenbildebene ist um

$$\triangle b_\vartheta = \frac{b^2}{f_0^2}\,\triangle f_\vartheta \approx M^2 \triangle f_\vartheta = -M^2 C_{\ddot{o}}\,\vartheta^2 \tag{1}$$

gegen die Zwischenbildebene der Paraxialstrahlen verschoben. M bedeutet dabei die paraxiale Vergrößerung, b die paraxiale Bildweite. Die Zwischenbildebene der um ϑ abgebeugten Strahlen liegt dabei näher zur Objektivlinse hin als die Selektorblendenebene, da $\triangle b_\vartheta = -M^2 C_{\ddot{o}}\,\vartheta^2 < 0$ ist. Die Neigung des um ϑ gestreuten Strahles gegen die Linsenachse ist in der Selektorblenden-

ebene $\beta = \vartheta/M_\vartheta$, und da $\triangle b_\vartheta \ll b$ und $M_\vartheta = b_\vartheta/g = (b - \triangle b_\vartheta)/g \approx b/g = M$ ist, kann man genähert $\beta \approx \vartheta/M$ setzen. Bei magnetischen Linsen findet natürlich eine Bilddrehung statt. Wenn daher der aus dem Achsenpunkt der Gegenstandsebene ausgehende und gegen die Linsenachse um den Winkel ϑ geneigte Strahl eine erste Meridionalebene bestimmt, so läuft er im Bildraum in einer anderen, zweiten Meridionalebene, die gegen die erste um den Winkel der Bilddrehung geneigt ist. Die Zeichenebene der Abb. 2 fällt daher im Gegenstandsraum mit der ersten und im Bildraum mit der zweiten Meridionalebene zusammen, oder – anders ausgedrückt – die Zeichenebene stimmt z. B. mit der Aufrißebene des von *Glaser* [7] eingeführten verschraubten Koordinatensystems überein.

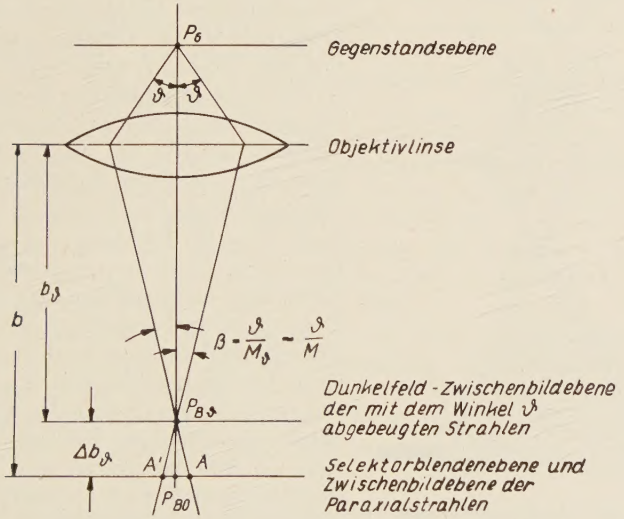


Abb. 2. Zur Berechnung des Ausblendfehlers.

Es seien jetzt diejenigen Strahlen betrachtet, die von einem achsenparallel beleuchteten Gegenstandspunkt P_G ausgehen und mit der Linsenachse den Beugungswinkel ϑ bilden (Abb. 2). Wegen des Öffnungsfehlers gehen sie nicht durch den paraxialen Bildpunkt P_{B0}, sondern schneiden sich im Punkt $P_{B\vartheta}$, der in der zum Winkel ϑ gehörigen Zwischenbildebene liegt. Diese hat, wie wir oben gesehen haben, den Abstand $\triangle b_\vartheta = -M^2 C_\delta \vartheta^2$ von der Paraxialstrahl-Zwischenbildebene. Da die um ϑ abgebeugten Strahlen im Bildraum den Winkel $\beta = \vartheta/M$ mit den ungestreuten Strahlen einschließen, haben sie in der Paraxialstrahl-Zwischenbildebene den Abstand $\overline{AP_{B0}} = \overline{A'P_{B0}} = \beta \mid \triangle b_\vartheta \mid = M C_\delta \vartheta^3$ vom paraxialen Bildpunkt P_{B0}.

Nun sei in die Gegenstandsebene und in die Zwischenbildebene je ein ebenes Polarkoordinatensystem r_G, φ_G bzw. r_B, φ_B in der Weise gelegt, daß die Ursprünge mit P_G bzw. P_{B0} zusammenfallen und die Achsen parallel sind. Liegt jetzt die in die Gegenstandsebene fallende Komponente E_G des

in Richtung des abgebeugten Strahles fallenden Einheitsvektors E_0 in Richtung φ_G, so ist, wie man sich an Hand der Abb. 2 leicht klarmacht, der Durchtrittspunkt des abgelenkten Strahls mit der Paraxial-Zwischenbildebene in Richtung $\varphi_B = \varphi_G + \pi$ verschoben, wenn man ein elektrostatisches Objektiv benutzt. Bei Verwendung eines magnetischen Objektivs muß die Bilddrehung ψ dazuaddiert werden, und es ergibt sich $\varphi_B = \varphi_G + \pi + \psi$, wenn eine Bilddrehung im Drehsinn wachsenden Azimuts positiv gerechnet wird.

Nunmehr läßt sich der Einfluß des Objektivöffnungsfehlers hinsichtlich der Übereinstimmung von paraxial abgebildetem und beugendem Bereich an Hand der Abb. 3 leicht übersehen. Durch die Selektorblende mit den Berandungen S′ und S″ wird bei der Abbildung mit Paraxialstrahlen ein Objektbereich S_0' S_0'' ausgewählt (Abb. 3a). Die aus diesem Bereich mit dem Winkel ϑ nach rechts (E_G liegt in Richtung φ) gestreuten Elektronen erzeugen zwischen $S_{0\vartheta}'$ und $S_{0\vartheta}''$ ein Dunkelfeld-Zwischenbild des ausgewählten Gebietes S_0' S_0'', das gegen die Selektorblendenöffnung S′S″ um $\overline{S_{0\vartheta}' S'} = \overline{S_{0\vartheta}'' S''} = M C_{\ddot{o}} \vartheta^3$ nach links (in Richtung $\varphi_B = \varphi_G + \pi$ bzw. $\varphi_B = \varphi_G + \pi + \psi$) verschoben ist. Zwar liegt – strenggenommen – die zum Beugungswinkel ϑ gehörige (Dunkelfeld-) Zwischenbildebene um $|\triangle b_\vartheta| = M^2 C_{\ddot{o}} \vartheta^2$ über der Selektorblendenebene; da aber nur die zu einem einzigen Beugungsreflex gehörenden Strahlen betrachtet werden, sind die Strahlaperturen sehr klein und die Schärfentiefe groß, so daß das Dunkelfeld-Zwischenbild auch in der Selektorblendenebene noch fast scharf ist. In diesem Sinne ist auch S_ϑ' der Dunkelfeld-Gegenstandspunkt von S′ und S_ϑ'' derjenige von S″, wenn eine Abbildung durch die um ϑ nach rechts gestreuten Elektronen vorgenommen wird. Dabei ist $\overline{S_\vartheta'' S_0''} = \overline{S_\vartheta' S_0'} = \overline{S_{0\vartheta}' S'}/M = \overline{S_{0\vartheta}'' S''}/M = C_{\ddot{o}} \vartheta^3$. Benutzt man eine Selektorblende mit kreisförmiger Öffnung, so ist der natürlich ebenfalls kreisförmige Gegenstandsbereich B_ϑ, von dem diejenigen Strahlen ausgehen, die die Selektorblende passieren und im Objekt mit dem Beugungswinkel ϑ nach rechts abgelenkt sind, um $|\zeta_{\ddot{o}}| = C_{\ddot{o}} \vartheta^3$ gegen den paraxial abgebildeten Bereich B_0 verschoben (Abb. 3b). Der gestrichelte Teil von B_0 trägt also nichts zum Reflex ϑ bei, während von dem außerhalb von B_0 liegenden punktierten Gebiet auf dem Endbildschirm sichtbare Reflexe des Beugungswinkels ϑ auftreten können. Die kennzeichnende Strecke $\zeta_{\ddot{o}}$ sei daher als Ausblendfehler bezeichnet. Wie später klar werden wird, definiert man zweckmäßig $\zeta_{\ddot{o}} = -C_{\ddot{o}} \vartheta^3$, so daß wegen $C_{\ddot{o}} > 0$ stets $\zeta_{\ddot{o}} < 0$ wird.

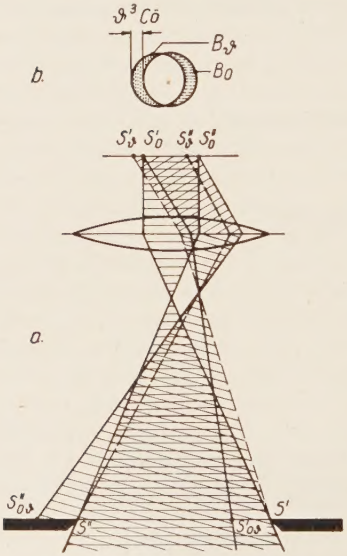


Abb. 3. Der beugende Bereich ist wegen des Ausblendfehlers gegen den paraxial ausgewählten Bereich verschoben.

Bei der Objektivlinse des Elmiskops I, die als typisches Beispiel für eine moderne magnetische Objektivlinse gelten kann, wurde als Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}} = 3{,}3$ mm angegeben [8]. Als einen mittleren Streuwinkel kann man denjenigen Winkel benutzen, um den die Elektronen der Wellenlänge λ an einer Netzebenenschar der Gitterkonstanten $d = 1$ Å abgebeugt werden und der bekanntlich $\vartheta = \lambda/\text{Å}$ beträgt. Bei 80-keV-Elektronen ist $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Å und daher $|\zeta_{\ddot{o}}| = 0{,}2\ \mu$. Bei vergleichbaren elektrostatischen Objektivlinsen ist $C_{\ddot{o}}$ und daher auch $\zeta_{\ddot{o}}$ um mehr als eine Zehnerpotenz größer.

2. Der Einfluß des Astigmatismus der Objektivlinse

Im Gegensatz zu den bei mikroskopischer Abbildung vorliegenden Verhältnissen kann man den Einfluß des axialen Astigmatismus auf die Zuordnungsgenauigkeit vernachlässigen. Bei einer astigmatischen Brennweitendifferenz $\triangle f_{Ast}$ läßt sich nämlich der Abstand der zugehörigen Bildebenen entsprechend der Gleichung (1) durch $\triangle b_{Ast} = M^2 \triangle f_{Ast}$ ausdrücken. Fällt dann die objektivfernere Bildebene in die Selektorblendenebene, so ergibt sich entsprechend den für den Öffnungsfehler angestellten Überlegungen: Ein um den Winkel ϑ abgebeugter Strahl, der von einem achsenparallel beleuchteten Objektpunkt ausgeht und in der Linsenebene maximaler Brechkraft verläuft, hat in der Selektorblendenebene den Abstand $|\triangle b_{Ast}|\beta = M^2 \triangle f_{Ast}\beta = M \triangle f_{Ast}\vartheta$ von dem der gleichen Objektstelle entstammenden ungestreuten Strahl. Dabei ist wieder $\beta = \vartheta/M$.

Auf die Gegenstandsebene bezogen, ist der Ausblendfehler dann $\zeta_A = \vartheta \triangle f_{Ast}$. Da aber bei einer für elektronenoptische Abbildung brauchbaren Objektivlinse $\triangle f_{Ast}$ höchstens Bruchteile eines μ groß sein darf und bei Elektronenbeugungsuntersuchungen nur der Bereich $\vartheta < 10^{-1}$ rad interessiert, ist $\zeta_A \ll 0{,}1\ \mu$ und kann gegen $\zeta_{\ddot{o}}$ vernachlässigt werden.

3. Der Einfluß einer von der Selektorblendenebene abweichenden Zwischenbildlage

Bei den bisherigen Überlegungen wurde vorausgesetzt, daß die erste Zwischenbildebene genau in der Selektorblendenebene liegt, oder noch präziser gesagt, genau in der Ebene des abschattenden Blendenrandes. Diese Bedingung ist jedoch in der Praxis oft nicht erfüllt, weil bei vielen, besonders den kommerziellen Elektronenmikroskopen eine Selektorblende kontinuierlich veränderlicher Größe benutzt wird, die aus mehreren, in verschiedenen Ebenen angeordneten Schneiden besteht, welche je nach dem Ausblendungsprinzip einzeln [9] oder zusammen [10] bewegt werden können. Auch liegt bei fehlerhafter Einstellung der Objektivlinse die Zwischenbildebene häufig nicht genau in der Selektorblendenebene, was wegen der im Zwischenbild kleinen Aperturen der Paraxialstrahlen nur eine sehr geringe Unschärfe des Blendenrandbildes hervorruft und daher nicht sonderlich auffällt.

Der hierdurch verursachte Fehler in der Übereinstimmung von paraxial abgebildetem und beugendem Bereich läßt sich wie folgt berechnen: Bei einer Abweichung $\triangle b_E = M^2 \triangle f_E$ der Zwischenbildebene von der Selektorblenden-

ebene ist entsprechend den obigen Überlegungen der Abstand der Durchstoßpunkte von gestreutem und ungestreutem Strahl in der Selektorblendenebene

$$M\zeta_E = \beta \triangle b_E = \frac{\vartheta}{M} \triangle b_E = M\vartheta \triangle f_E .$$

Dividiert man diese Größe durch die Vergrößerung M und bezieht sie damit auf die Objektebene, so ergibt sich

$$\zeta_E = \vartheta \triangle f_E = \frac{\triangle b_E}{M^2} \vartheta . \tag{2}$$

ζ_E soll im folgenden als Einstellfehler bezeichnet werden. Je nach dem Vorzeichen von $\triangle b_E$ bzw. $\triangle f_E$ kann ζ_E sowohl positiv als auch negativ sein. Damit hat man die in Abschn. 5 näher behandelte Möglichkeit, den wegen der Unvermeidbarkeit des Öffnungsfehlers ebenfalls unvermeidbaren Ausblendfehler $\zeta_ö$ wenigstens teilweise durch bewußt „falsches" Einstellen der Zwischenbildebene zu kompensieren.

4. Die Wirkung magnetischer Streufelder

Bei elektromagnetischen Elektronenlinsen fällt ein kleiner Teil der von der stromdurchflossenen Linsenspule gelieferten magnetischen Spannung in der eisernen Spulenkapselung ab und erzeugt dabei ein magnetisches Streufeld. Seine Feldverteilung hängt von der Verteilung der Eisenmassen der Spulenkapselung selbst und anderer in der Nähe der Linse befindlicher Bauteile ab. Sind diese nicht genau rotationssymmetrisch, so treten zur Geräteachse senkrechte Komponenten des Magnetfeldes auf, die eine Querablenkung der Elektronenstrahlen bewirken.

So „verschiebt" auch das von einer magnetischen Zwischenlinse hervorgerufene und in den Raum zwischen dieser und dem Objektiv eingreifende Streufeld das Zwischenbild in der Selektorblendenebene. Geht man von der Abbildung des Objektes zur Abbildung des Beugungsdiagramms über, so wird die Durchflutung der Zwischenlinse ermäßigt. Dabei wird aber auch das Streufeld verringert und die vorherige Querverschiebung des Zwischenbildes teilweise rückgängig gemacht. Das Beugungsdiagramm gehört dann zu einem Präparatbereich, der gegen das bei paraxialer Abbildung ausgewählte Gebiet verschoben ist. Die durch Division durch die Objektivvergrößerung M in die Objektebene zurückprojizierte Querverschiebung Q des Zwischenbildes sei als Querablenkfehler $\zeta_Q = Q/M$ bezeichnet. Seine Größe läßt sich natürlich nicht vorausberechnen, sondern hängt vom konstruktiven Aufbau des Elektronenmikroskops ab. Der Verfasser hatte Gelegenheit, im Laufe der letzten Jahre eine Anzahl kommerzieller Elektronenmikroskope verschiedener Herstellerfirmen und Typen im Hinblick auf den Querablenkfehler zu untersuchen, und fand ζ_Q in dem Größenbereich 0,1 bis 0,3 μ.

Eine Verminderung des Querablenkfehlers auf etwa ein Drittel des ursprünglichen Wertes erreichten *Ruska* und der Verfasser [9] durch Anordnung eines Schirmrohres zwischen Objektivlinse und Selektorblende. Natürlich könnte man den Querablenkfehler durch Verwendung einer elektrostatischen Zwischenlinse vollständig vermeiden.

5. Der Zuordnungsfehler

Die durch die Überlagerung von Ausblendfehler und Einstellfehler hervorgerufene Verschiebung des beugenden Objektbereiches gegen den bei paraxialer Abbildung ausgewählten Objektbereich soll im folgenden als Zuordnungsfehler bezeichnet werden. Für die praktische Anwendung der Methode ist er die wichtigste Größe, da sich der Querablenkfehler prinzipiell vermeiden läßt.

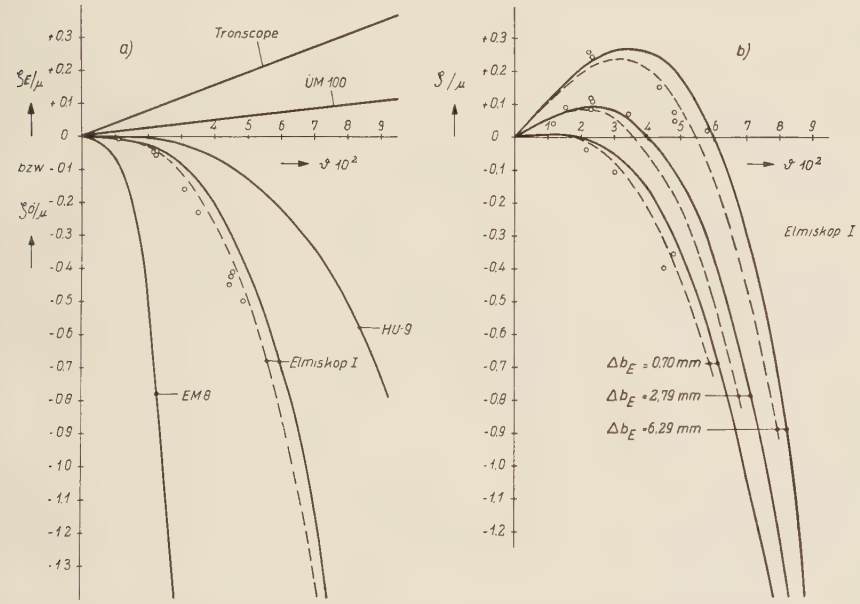


Abb. 4. a) Ausblendfehler und durch den axialen Abstand der die Selektorblende bildenden Schneiden hervorgerufener Einstellfehler bei der Feinbereichsbeugung mit einigen kommerziellen Elektronenmikroskopen. b) Kompensation des Ausblendfehlers durch den Einstellfehler durch Unterfokussierung des Objektivs beim Elmiskop I. (Die für das Elmiskop I durchgehend gezeichneten Kurven gelten für $C_{\ddot{o}} = 3{,}3$ mm, die gestrichelten für $C_{\ddot{o}} = 3{,}9$ mm; hierzu s. Abs. 7).

In den Abschnitten 1 und 3 sind die Vorzeichen von $\zeta_{\ddot{o}}$ und ζ_E so gewählt, daß bei $\triangle b_E > 0$ auch $\zeta_E > 0$, bei $\triangle b_E < 0$ entsprechend $\zeta_E < 0$ und ebenso wegen $\triangle b_\vartheta < 0$ gleichfalls $\zeta_{\ddot{o}} < 0$ wird. Für den Zuordnungsfehler gilt also

$$\zeta = \zeta_E + \zeta_{\ddot{o}} = \frac{\triangle b_E}{M^2}\,\vartheta - C_{\ddot{o}}\vartheta^3\,. \tag{3}$$

In Abb. 4 sind $\zeta_{\ddot{o}}$ und ζ_E für einige typische Objektivlinsen und Betriebsfälle aufgetragen. Die zur Berechnung der $\zeta_{\ddot{o}}$-Kurven benötigten Öffnungsfehlerkonstantne wurden der Literatur entnommen, und zwar ist $C_{\ddot{o}} = 1$ mm beim HU-9 [1]1 der Hitachi Ltd. und $C_{\ddot{o}} = 3{,}3$ mm beim Elmiskop I [8] der Siemens & Halske AG (beides elektromagnetische Elektronenmikroskope) sowie

$C_{\ddot{o}} = 65$ mm beim EM-8 [12] der Carl-Zeiss-Werke, Oberkochen (elektrostatisches Elektronenmikroskop). Wie man sieht, sind elektromagnetische Objektivlinsen für die Feinbereichsbeugung viel besser geeignet als elektrostatische Objektivlinsen. Berechnet man beispielsweise denjenigen Durchmesser D des ausgewählten Bereiches, für den $\zeta_{\ddot{o}} = 0{,}1$ D wird, so erhält man bei einem mittleren Beugungswinkel $\vartheta = \lambda/\text{Å}$ (entsprechend einer Gitterkonstanten d = 1 Å) und einer Strahlspannung von 80 kV ($\lambda \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Å) D = 0,64 bzw. 2,1 μ bei den magnetischen Linsen und über 40 μ bei der elektrostatischen Linse.

Bei der Berechnung von ζ_E interessiert zunächst der Fall, daß die Selektorblende aus mehreren, in verschiedenen Einstellebenen angeordneten Schneiden besteht. Legt man die Zwischenbildebene der Paraxialstrahlen z. B. in die hinterste Schneidenebene und betrachtet den Einstellfehler bezüglich der in der vordersten Schneidenebene liegenden Selektorblendenkante, dann ist $\triangle b_E > 0$ und gleich dem Abstand der beiden Schneidenebenen voneinander. Als typische Geräte mögen das ÜM 100 [9] der Siemens & Halske AG ($\triangle b_E \approx 1{,}5$ mm, M = 35) und das Tronscope TRS 50-D [10] der Akashi Manufacturing Co. Ltd. betrachtet werden ($\triangle b_E \approx 4$ mm, M = 32). Bis zu mittleren Beugungswinkeln ist der Einstellfehler etwa ebenso groß wie der Ausblendfehler der magnetischen Objektivlinse. Bei größerem ϑ überwiegt $\zeta_{\ddot{o}}$, weil $\zeta_{\ddot{o}}$ proportional ϑ^3 ist, während ζ_E nur linear mit ϑ wächst. ζ_E kann halbiert werden, wenn man die Einstellebene in die Mitte zwischen den äußeren Schneideebenen legt.

Wie bereits im Abschn. 3 erwähnt, kann man den stets negativen Ausblendfehler $\zeta_{\ddot{o}}$ mit Hilfe eines positiven Einstellfehlers ζ_E teilweise kompensieren. Für einen bestimmten, frei wählbaren Beugungswinkel ϑ_0 kann man den Zuordnungsfehler sogar exakt gleich Null machen. Wird in Gleichung (3) $\zeta = 0$ gesetzt, dann ist der Abstand $\triangle b_{E0}$, den dabei die paraxiale Zwischenbildebene von der Selektorblendenebene haben muß, gegeben als

$$\triangle b_{E0} = M^2 C_{\ddot{o}} \vartheta_0^2 . \tag{4}$$

Der resultierende Zuordnungsfehler ist in Abb. 4b für die beim Elmiskop I vorliegenden Gerätekonstanten ($C_{\ddot{o}} = 3.3$ mm, M = 23) und die Werte $\vartheta_0 = 2 \cdot 10^{-2}$, $4 \cdot 10^{-2}$, $6 \cdot 10^{-2}$ aufgetragen. Bei im Vergleich mit ϑ_0 großen Beugungswinkeln überwiegt natürlich wieder der Einfluß des Öffnungsfehlers. Jedoch kann man in einem für die meisten praktischen Anwendungen ausreichenden Beugungswinkelbereich $\vartheta \leqq 5 \cdot 10^{-2}$ den Zuordnungsfehler gegenüber dem Fall $\triangle b_E = 0$ merklich vermindern. Besonders günstig ist hierbei die $\vartheta_0 \approx 4 \cdot 10^{-2}$ entsprechende Defokussierung $\triangle b_{E0} \approx 2{,}8$ mm. Hierbei ist im Bereich $\vartheta < 5 \cdot 10^{-2}$ der maximale Zuordnungsfehler $|\zeta| < 0{,}1\ \mu$, d. h. kleiner als ein Viertel des zu $\vartheta = 5 \cdot 10^{-2}$ gehörenden Ausblendfehlers.

6. Das Einstellen der Objektivlinse

Aus dem im vorhergehenden Abschnitt Ausgeführten geht hervor, daß die beim praktischen Arbeiten erreichte Zuordnungsgenauigkeit empfindlich von der genauen Lage der ersten Zwischenbildebene abhängt und man daher die

Objektivbrechkraft sorgfältig einstellen muß. Wenn man die Zwischenbildebene der Paraxialstrahlen genau in die Selektorblendenebene legen will, geht man am besten in zwei Schritten vor. Zuerst wird die Gegenstandsebene der Zwischenlinse in die Selektorblendenebene eingestellt, d. h. die Selektorblende mit Zwischenlinse und Projektiv scharf auf dem Endbildschirm abgebildet. Läßt man nun die Durchflutung der Zwischenlinse unverändert und stellt das Hellfeldbild des Präparates durch Verändern der Durchflutung der Objektivlinse scharf, so liegt die erste Zwischenbildebene automatisch in der Selektorblendenebene. Die im Präparat stärker gestreuten Strahlen müssen dabei durch die Aperturblende ausgeblendet werden, da man ja nur mit paraxialen Strahlen scharfstellen will.

Wenn man die Zwischenlinse auf die Selektorblende scharfstellen will, kann man mit Hilfe der im Objekt gestreuten Strahlen die Strahlapertur vergrößern und damit das Scharfstellen auf die Selektorblende erleichtern. Man muß dann ohne Objektivaperturblende arbeiten und ein möglichst stark streuendes Präparat einschleusen. *Ruska* und der Verfasser [9] benutzten statt dessen als Einstellhilfe eine 40 mm über der Selektorblende angebrachte und mit Wechselstrom von 50 Hz gespeiste Wobbelspule, deren zur Geräteachse transversales Magnetfeld den Strahl im Rhythmus der Wechselstromfrequenz seitlich hin- und zurücklenkte. Man erkennt aus Abb. 5, daß das eine starke Vergrößerung der effektiven Bestrahlungsapertur α_W zur Folge hatte, die etwa den Wert $5 \cdot 10^{-4}$ erreichte. Die Aperturvergrößerung verringerte in bekannter Weise die Schärfentiefe bei der Abbildung der Selektorblende, und bei Benutzung einer 10fach vergrößernden Lupe zum Betrachten des Endbildschirmes konnte die Zwischenlinsen-Gegenstandsebene mit einer Abweichung von weniger als 0,2 mm in die Selektorblendenebene eingestellt werden. Beim Wobbeln schwang natürlich der Elektronenstrahl in der Selektorblendenebene um $\triangle s = h\,\alpha_W \approx 0{,}02$ mm hin und her. Da aber der Strahldurchmesser s an dieser Stelle bereits mehr als 1 mm betrug, trat hierdurch keine störende Intensitätsschwankung in der maximal etwa 0,2 mm großen Selektorblendenöffnung ein. Im Gegensatz zu den bekannten für die Scharfstellung des Präparates benutzten Wobbeleinrichtungen konnte daher hier auf die Zurücklenkung des Strahls zur Geräteachse verzichtet werden, und statt der sonst üblichen, auf der Geräteachse hintereinander angeordneten zwei Spulenpaare genügte eine einzige Spule.

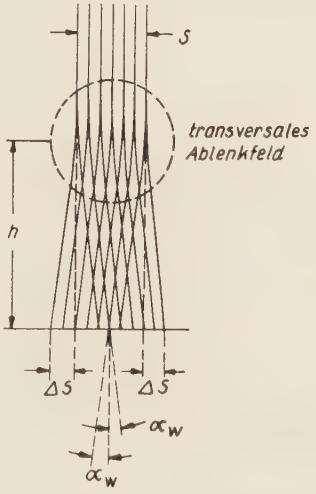


Abb. 5. Zur Ablenkung des Strahles durch die Wobbelspule.

Leider läßt sich die Einstellung der paraxialen ersten Zwischenbildebene in eine um $\triangle b_{E0}$ hinter der Selektorblende liegende Ebene nicht so einfach vornehmen, da man in dieser Ebene gewöhnlich kein Hilfsobjekt hat, auf

das man als ersten Schritt die Zwischenlinse scharfstellen könnte. Man kann jedoch von der Einstellung der Zwischenbildebene in die Selektorblendenebene ausgehen und die der Vergrößerung der Objektiv-Bildweite um $\triangle b_{E0}$ entsprechende Ermäßigung der Objektivdurchflutung durch Rechnung oder Eichen bestimmen. Zum Beispiel wurde beim Elmiskop I die Objektlage durch Einsetzen von Zwischenringen um definierte Beträge $\triangle g$ in axialer Lage verändert und die zum erneuten Scharfstellen erforderliche Änderung $\triangle J_{Obj}$ des Linsenstroms J_{Obj} gemessen. Dabei ergab sich für im Vergleich zur Brennweite kleine Verschiebungen

$$\triangle g = -3{,}68 \left(\frac{\triangle J}{J} \right)_{Obj} \text{ mm} .$$

Daraus folgt dann wegen $\triangle b = M^2 \triangle g$ mit $M = 23$

$$\triangle b = -1{,}95 \cdot 10^3 \left(\frac{\triangle J}{J} \right)_{Obj} \text{ mm} . \tag{5}$$

Diese Beziehung mußte sich natürlich auch mit Hilfe der Farbfehlerkonstanten C_F gewinnen lassen, und sie wurde zur Kontrolle auch auf diese Weise bestimmt. Dabei war zu bedenken, daß die Objektivlinse bereits im Gebiet beginnender Sättigung arbeitete. Daher konnte die bei ungesättigten Linsen brauchbare Regel, daß die Wirkung einer relativen Linsenstromänderung $\triangle J/J$ auf die Brechkraft derjenigen einer Strahlspannungsänderung $\triangle U/U = -2 \triangle J/J$ entspricht, nicht verwendet werden. Zum Auffinden der statt dessen in unserem Fall gültigen Beziehung wurde zwischen den Pluspol des Hochspannungserzeugers und das Mikroskoprohr eine in der Höhe veränderliche Gleichspannungsquelle eingeschaltet. Bei Benutzung des Scharfstellpunktes eines hoch vergrößerten elektronenmikroskopischen Bildes als „Nullanzeige" wurde eine Reihe von Werten der Zusatzspannung $\triangle U$ durch entsprechende Änderungen $\triangle J_{Obj}$ des Objektivlinsenstromes J_{Obj} kompensiert, und es ergab sich z. B. für eine Strahlspannung von $U = 80$ kV der Zusammenhang

$$\frac{\triangle U}{U} = -1{,}60 \left(\frac{\triangle J}{J} \right)_{Obj} . \tag{6}$$

Die Farbfehlerkonstante C_F der Objektivlinse wurde für die vorliegende 23-fache Vergrößerung unter Benutzung der von *Ruska* und *Wolff* [8] angegebenen Daten des Linsenfeldes nach einer von *Glaser* [13] abgeleiteten Formel zu $C_F = 2{,}46$ mm berechnet. Damit ergab sich wegen $\triangle b = M^2 C_F \triangle U/U$ unter Benutzung der Gleichung (6)

$$\triangle b = -2{,}07 \cdot 10^3 \left(\frac{\triangle J}{J} \right)_{Obj} \text{ mm} ,$$

was ausreichend gut mit der durch Messung ermittelten Beziehung (5) übereinstimmt.

Ein anderes Verfahren zum Einstellen der Defokussierung besteht darin, die Zwischenlinse zuerst auf die Selektorblende scharf einzustellen und dann die Zwischenlinsendurchflutung so weit zu erhöhen, daß nunmehr die Gegen-

standsebene der Zwischenlinse um $\triangle z = \triangle b_{E0}$ hinter der Selektorblendenebene liegt. Die hierzu notwendige relative Änderung $(\triangle J/J)_{Zw}$ der Zwischenlinsendurchflutung J_{Zw} entnimmt man am besten einer Eichkurve. Beim Elmiskop I zeigte sich für den praktisch wichtigen Bereich ein linearer Zusammenhang zwischen $\triangle z$ und $(\triangle J/J)_{Zw}$:

$$\triangle z = 38 \left(\frac{\triangle J}{J} \right)_{Zw} \text{ mm} . \tag{7}$$

Zur Ausführung des Eichens wurde oberhalb der Zwischenlinse ein zur Linsenachse koaxiales Bronzerohr eingesetzt, in das sechs die Linsenachse kreuzende feine Drähte eingelötet waren. Diese hatten in Richtung der Linsenachse einen Abstand von je 2 mm voneinander und waren im Azimut um je 30° gegeneinander verdreht, so daß sie sich – von der Linse aus gesehen – nur auf der Achse überdeckten und somit einzeln scharfgestellt werden konnten. Die Scharfstellströme wurden bei den Beschleunigungsspannungen 40, 60, 80 und 100 kV notiert und ergaben nach Umrechnung auf relative Durchflutungsänderungen die Beziehung (7).

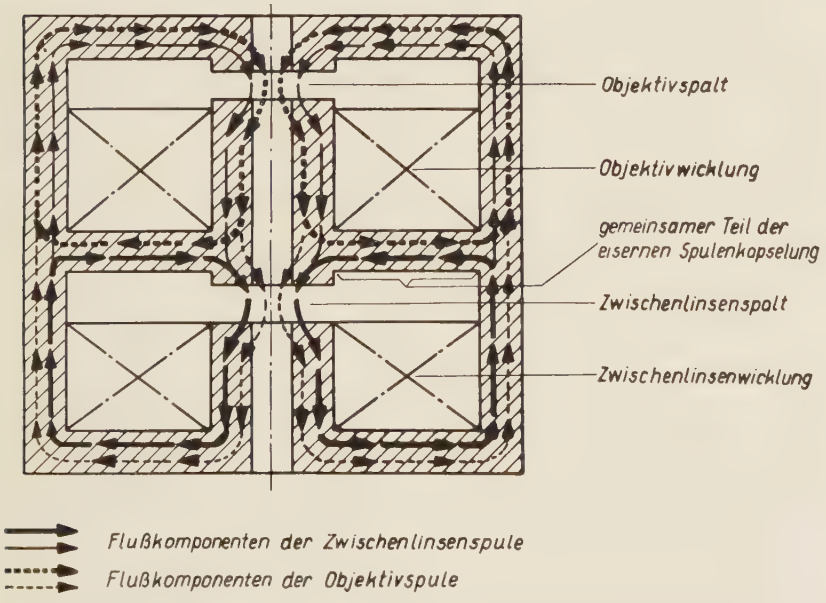


Abb. 6. Gegenseitiger Durchgriff von Objektiv und Zwischenlinsenkreis.

An dieser Stelle muß noch auf eine Eigenart einiger Mikroskope aufmerksam gemacht werden, bei denen aus konstruktiven Gründen Teile der Spulenkapselung von Objektiv- und Zwischenlinse miteinander vereinigt sind. Wie man aus Abb. 6 erkennt, sind dann bei gleichsinniger Polung der Linsenspulen die von Objektiv- und Zwischenlinsendurchflutung hervorgerufenen magneti-

schen Flüsse im gemeinsamen Teilstück der Kapselung einander entgegengesetzt gerichtet und kompensieren sich daher teilweise. Nun läuft aber nicht der gesamte Zwischenlinsenfluß über das gemeinsame Teilstück, denn diesem ist die Reihenschaltung aus restlichem Objektivgehäuse und Objektivspalt magnetisch parallelgeschaltet. Wegen des im Vergleich mit dem gemeinsamen Kapselteilstück hohen magnetischen Widerstandes des Objektivspalts geht zwar nur ein geringer Teil des Zwischenlinsenflusses über den Objektivkreis, beeinflußt aber dennoch mit der Induktionsflußdichte auch etwas die Höhe der Feldstärke auf der Linsenachse. Sie wird bei der in Abb. 6 angenommenen Polung der Spulen vergrößert. Ermäßigt man nun die Durchflutung der Zwischenlinse beim Übergang von der Abbildung der Selektorblende zur Abbildung des Beugungsdiagramms, so wird auch der zusätzliche Induktionsfluß über den Objektivspalt geschwächt. Damit ist eine Verringerung der Achsenfeldstärke und somit auch der Objektivbrechkraft verbunden. Das Objektiv wird defokussiert.

Dieser „Durchgriff" des Zwischenlinsenkreises in den Objektivkreis wurde beim Elmiskop I gemessen. Hierzu wurde in den Objektivspalt eine aus vielen Windungen dünnen Drahtes bestehende Spule eingeführt und an ein ballistisches Galvanometer angeschlossen. Die Galvanometerausschläge bei groben Veränderungen $\triangle\theta_{Zw}$ der Zwischenlinsendurchflutung θ_{Zw} wurden dann mit den entsprechenden Ausschlägen bei feineren Veränderungen $\triangle\theta_{Obj}$ der Objektivdurchflutung θ_{Obj} verglichen. Daraus ergab sich als „Durchgriff"

$$\frac{\triangle\theta_{Obj}}{\triangle\theta_{Zw}} \approx 1 \cdot 10^{-2}\,. \tag{8}$$

Bei einer Strahlspannung U = 80 kV ist beispielsweise $\theta_{Obj} = 2800$ A, und beim Übergang von der Abbildung der Selektorblende zur Abbildung des Beugungsdiagramms wird die Zwischenlinsendurchflutung um $\triangle\theta_{Zw} = 725$ A geändert. Dann erhält man nach (8)

$$\frac{\triangle\theta_{Obj}}{\theta_{Obj}} = 10^{-2}\,\frac{\triangle\theta_{Zw}}{2800\text{ A}} = 2{,}6 \cdot 10^{-3}\,.$$

Setzt man dies für $(\triangle J/J)_{Obj}$ in Gleichung (5) ein, so ergibt sich $\triangle b \approx 5$ mm und ein entsprechender Einstellfehler ζ_E. Die in Abschn. 5 besprochene Kompensation des Ausblendfehlers $\zeta_{\ddot{o}}$ durch den Einstellfehler ζ_E findet also automatisch statt. Allerdings tut der Durchgriff des Guten zuviel, und der sich ergebende Zuordnungsfehler kommt dem in Abb. 4 für $\triangle b_E = 6{,}3$ mm dargestellten recht nahe. Es ist daher in diesem Fall günstiger, das Objektiv bewußt zu überfokussieren, und zwar - wie man sich an Hand der Gleichung (5) leicht klarmacht - um etwa $(\triangle J/J)_{Obj} \approx 10^{-3}$, wenn man im günstigen Arbeitspunkt $\triangle b_{E0} = 2{,}8$ mm arbeiten will.

Eine Unterfokussierung des Objektivs bei der Aufnahme des Beugungsdiagramms mit dem Elmiskop I hat auch bereits *Agar* [5] vermutet, weil in den Diagrammen Reflexe auftraten, die zu Kristallen gehörten, die außerhalb des ausgewählten Bereiches lagen und die bei Erhöhung der Objektivdurchflutung verschwanden. Aus seinen Experimenten ergab sich eine Unterfokussierung des Objektivs um $\triangle f = 8{,}7\ \mu$, was bei M = 23 einer Entfernung

zwischen Gaußscher Bildebene und Selektorblendenebene von $\triangle b = M^2 \triangle f =$ $= 4{,}6$ mm entspricht. Dies stimmt recht gut mit dem oben ermittelten Wert $\triangle b \approx 5$ mm überein. Die von *Agar* a.a.O. geäußerte Vermutung, daß man das Präparatbild nicht in der Gaußschen Bildebene, sondern in der Ebene des Kreises kleinster Verwirrung scharfstellt, trifft also wohl nicht zu, weil sich der beobachtete Effekt auf die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Weise zwanglos erklären läßt.

7. Messung des Ausblendfehlers und seiner Kompensation mit Hilfe des Einstellfehlers

Nach dem oben Ausgeführten machen sich $\zeta_{\ddot{o}}$ und ζ_E durch eine in der Selektorblendenebene beobachtbare Verschiebung der Dunkelfeld-Zwischenbilder gegenüber dem Hellfeld-Zwischenbild bemerkbar. Zur Prüfung der entwickelten Anschauungen wurde daher $\zeta = \zeta_{\ddot{o}} + \zeta_E$ an einem Elmiskop I mit dem Strahlengang der Abb. 1 in folgender Weise gemessen: Als Testpräparate dienten gut einkristalline MoO_3-Kristalle, deren Zwischenbild die Selektorblendenöffnung zu einem guten Teil ausfüllte. Der Durchmesser der Blendenöffnung von 50 μ entsprach einem Durchmesser des ausgewählten Bereiches von 2,1 μ. Das Hellfeldbild sowie eine Reihe von Dunkelfeldbildern verschieden stark abgebeugter Strahlen wurden bei 20000facher Endbildvergrößerung aufgenommen. Der jeweils zur Bilderzeugung benutzte abgebeugte Strahl – bzw. bei Hellfeldabbildung der ungestreute Strahl – wurde mit Hilfe der Objektiv-Aperturblende ausgeblendet und dabei die Einstellung der Blende bei Abbildung des Beugungsdiagramms überprüft. (Ein Beispiel für eine solche Aufnahmeserie findet man in Abb. 7.) Aus der Lage charakteristischer Bildeinzelheiten relativ zum Selektorblendenrand konnte dann die Verschiebung des Dunkelfeldbildes gegen das Hellfeldbild bestimmt werden. Sie wurde noch durch die Vergrößerung dividiert und so ζ erhalten. Die Beugungswinkel ϑ ließen sich aus einer Aufnahme des Beugungsdiagramms mit Hilfe der durch Eichen mit TlCl bestimmten Kameralänge der Apparatur berechnen. Natürlich durfte während der Aufnahme der zu einer Messung gehörenden Reihe von Dunkelfeldbildern die Brechkraft der Objektivlinse nicht geändert werden. Zwar war daher bei der Aufnahme nur das genau in der Selektorblendenebene liegende Zwischenbild richtig scharfgestellt, jedoch ist wegen der großen Schärfentiefe des ersten Zwischenbildes auch bei den anderen Bildern der gleichen Aufnahmereihe die Unschärfe höchstens einige mμ und stört bei der Vermessung nicht. Damit die Meßresultate mit den gerechneten Kurven der Abb. 4 verglichen werden konnten, wurde der Zuordnungsfehler ζ in Abhängigkeit vom Beugungswinkel ϑ außer für die mit der Selektorblendenebene zusammenfallende Lage der Paraxialstrahl-Zwischenbildebene auch für diejenigen Einstellungen gemessen, bei denen die Paraxialstrahl-Zwischenbildebene 0,7 mm, 2,8 mm und 6,3 mm unter der Selektorblendenebene lag. Die zugehörige Objektivdefokussierung wurde dabei nach Gleichung (5) berechnet. Die Meßwerte wurden in die Abb. 4 eingetragen.

An Abb. 4a fällt sofort auf, daß die Meßpunkte deutlich unter der mit dem angegebenen Wert $C_{\ddot{o}} = 3{,}3$ mm [8] gerechneten Kurve liegen und daher auf

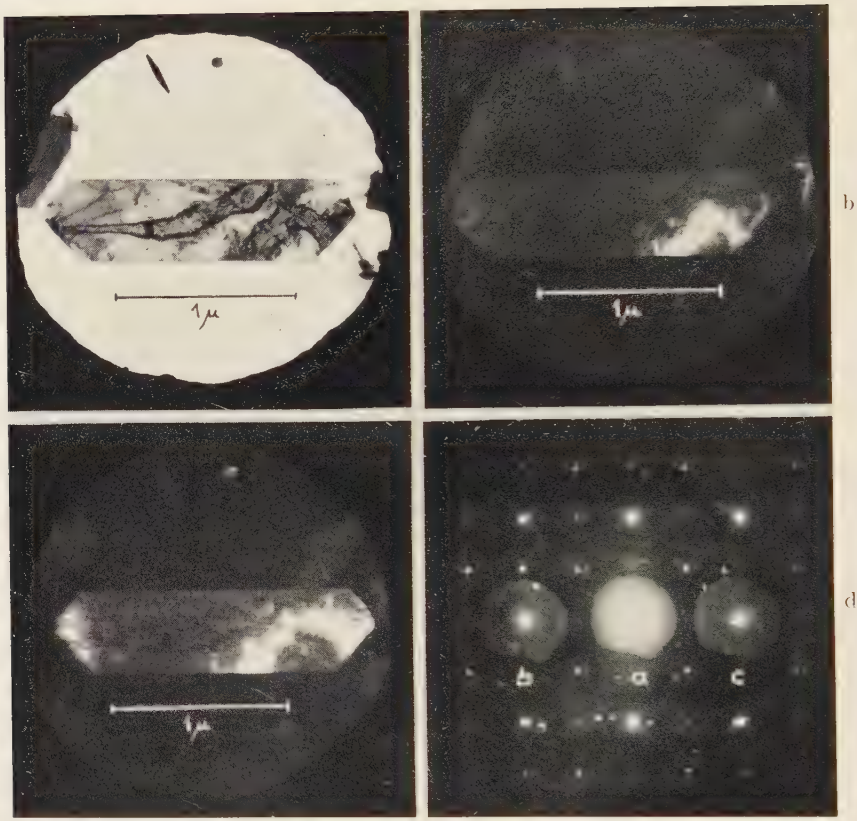


Abb. 7. Beispiel einer Aufnahmeserie zur Messung des Zuordnungsfehlers ζ. Die zum Hellfeldbild a) und den Dunkelfeldbildern b) und c) gehörenden Strahlen sind im Beugungsdiagramm d) mit entsprechenden Buchstaben markiert. Zur Herstellung der Abbildung wurde das Beugungsdiagramm richtig zur Aufnahme des Kristalls orientiert. Der Abstand der ersten Zwischenbildebene von der Selektorblendenebene betrug $\triangle b_E = 2{,}8$ mm. Man erkennt, daß daher $\zeta > 0$ ist.

einen größeren Öffnungsfehler hindeuten. Zudem war $C_{\ddot{o}} = 3{,}3$ mm nach einer für symmetrische Linsenfelder gültigen Formel berechnet worden, in welche die Verfasser die gemittelten Halbwertsbreiten der asymmetrischen Feldhälften als effektive Halbwertsbreite eingesetzt hatten. Es wurde daher die Öffnungsfehlerkonstante mit Hilfe einer von *Glaser* [13] für asymmetrische Felder angegebenen Formel[1] neu berechnet und $C_{\ddot{o}} = 3{,}90$ mm für $M = 23$

[1] Bei der Nachprüfung der Ableitung stellte sich heraus, daß in der Gleichung (117) des Aufsatzes [13] vor der rechteckigen Klammer der Faktor $\frac{k_2}{k_1}$ zu stehen hat. Also

$$\frac{C_{\ddot{o}}}{a} = \left\{ A(k_1, \varphi_t) - \frac{k_2}{k_1}\left[1 + \frac{1}{k_2^2}\frac{k_2^2 - k_1^2}{1 + k_2^2}\sin^2\frac{\pi}{2}\left|\sqrt{k_2^2 + 1}\right|^{-2} A(k_2, 0)\right\}\frac{1}{\sin^4\varphi_t}.\right.$$

gefunden. Die mit diesem Wert berechnete ζ_{δ}-Kurve stimmt mit den Meßresultaten befriedigend überein. Ob die verbleibende geringe Abweichung darauf zurückzuführen ist, daß der Öffnungsfehler tatsächlich noch etwas größer ist, oder ob deren Ursache in einem systematischen Einstellfehler liegt, konnte nicht entschieden werden.

Auch bei den gerechneten Kurven der Abb. 4b stimmen die Meßpunkte besser mit den zu $C_{\delta} = 3{,}90$ mm gehörenden Kurven überein. Die stärkere Streuung der Meßpunkte dürfte sich dadurch erklären, daß die Größe der Defokussierung des Objektivs durch Verstellen des gestuften Stromeinstellers um eine berechnete Anzahl Stufen vorgenommen wurde, die Stufenhöhen ungleichmäßig sind und daher nicht genau der bei der Rechnung benutzten mittleren Größe des Stromsprunges entsprechen. Nichtsdestoweniger wird Gleichung (3) mit ausreichender Genauigkeit bestätigt.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für sein Interesse an dieser Arbeit und Herrn *J. Radtke* für die Hilfe bei den Experimenten.

Literatur

[1] *J. B. Le Poole*, Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips Techn. Rundsch. *9* (1947) 33.
[2] *W. D. Riecke*, Optik und Anwendung der Feinbereichsbeugung. Vortrag auf der 6. Tagung der Deutschen Gesellschaft für Elektronenmikroskopie in Münster, März 1955, s.a. Physik. Verh. *6* (1955) 20.
[3] *Ch. Fert* u. *K. Ito*, Microscopie électronique et microdiffraction. Les Techniques Récentes en Microscopie Electronique et Corpusculaire. Toulouse 1955, p. 103.
[4] *W. Lippert*, Erfahrungen mit einer Zwischenlinse bei einem Siemens-Elektronenmikroskop älterer Bauart. Optik *12* (1955) 274.
[5] *A. W. Agar*, Accuracy of selected-area microdiffraction in the electron microscope. Brit. J. appl. Physics *11* (1960) 185.
[6] *R. Phillips*, Selected-area diffraction in the electron microscope. Brit. J. appl. Physics *11* (1960) 504.
[7] *W. Glaser*, Grundlagen der Elektronenoptik. Springer-Verlag, Wien 1952.
[8] *E. Ruska* u. *O. Wolff*, Ein hochauflösendes 100-kV-Elektronenmikroskop mit Kleinfelddurchstrahlung. Z. wiss. Mikroskopie *62* (1956) 465.
[9] *W. D. Riecke* u. *E. Ruska*, Über ein Elektronenmikroskop mit Einrichtungen für Feinbereichsbeugung und Dunkelfeldabbildung durch Einzelreflex. Z. wiss. Mikroskopie *63* (1957) 288.
[10] *T. Masuda*, Tronscope model TRS-50 D electron microscope. Sonderdruckschrift der Akashi Manufacturing Co., Ltd., Tokyo.
[11] *B. Tadano* u. *Y. Onuma*, New Hitachi electron microscope, type HU-9. Hitachi-Rev. p. 89, July 1954.
[12] *H. Mahl* u. *A. Recknagel*, Über den Öffnungsfehler von elektrostatischen Elektronenlinsen. Z. Physik *122* (1944) 660.
[13] *W. Glaser*, Strenge Berechnung magnetischer Linsen der Feldform $H - H_0/1 + (z/a)^2$. Z. Physik *117* (1941) 285.

(Eingegangen am 6. 3. 1961)

Optik

Optik 18
Heft 8, 1961

Sonderabdruck 18. Band 1961, Seite 373–401
Herausgeber: Dr. Fr. Gößler und Dr. N. Günther

WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

DK 535.42:537.533 (043)

Verzeichnung und Auflösung der im LE POOLEschen Strahlengang aufgenommenen Beugungsdiagramme[1]

Von *W. D. Riecke*

(Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem)

Inhaltsangabe

Bei der Feinbereichselektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang wird das Beugungsdiagramm durch magnetische Elektronenlinsen abgebildet. Ihre Aberrationen verursachen eine Verzeichnung des Diagramms und beeinträchtigen die Beugungsauflösung. Die Größe der hierdurch entstehenden Fehler wird berechnet, wobei die abbildenden Linsen in erster Näherung als dünne Linsen behandelt werden. Dabei ergibt sich, daß die Verzeichnung nur Bruchteile eines Prozents beträgt, während eine Beeinträchtigung der Beugungsauflösung über die durch die Photoplatte gegebene Grenze hinaus nicht zu befürchten ist. Einige der berechneten Aberrationen wurden mit experimentellen Werten verglichen und stimmen mit diesen befriedigend überein. Beim Vergleichen der in dieser Arbeit abgeleiteten Abbildungsfehler mit den bei strengerer Rechnung erhaltenen zeigt sich, daß die Beschreibung des Abbildungssystems durch dünne Linsen eine in der Praxis gut brauchbare Näherung ist.

Abstract

With *Le Poole*'s selected area microdiffraction technique, the electron diffraction pattern is imaged by magnetic electron lenses. The aberrations of those lenses cause a distortion of the diffraction pattern as well as a decrease of the diffraction resolution. The magnitude of these errors is calculated by regarding the imaging lenses as thin lenses. It is thus found that in practice the diffraction resolution is limited by the resolution of the photographic plate rather than by lens aberrations. Some of the calculated results are compared with experimental values, and the agreement is satisfactory. If the calculated errors are compared with the results of a more rigorous treatment, it appears that the use of the thin lens model provides an adequate approximation for the calculation of these aberrations.

Résumé

D'après la méthode de microdiffraction des aires selectionnées de *Le Poole*, on forme l'image du diagramme de diffraction électronique au moyen de lentilles électroniques. Les aberrations de ces lentilles provoquent non seulement une distorsion du diagramme de diffraction mais aussi une diminution de la résolution de diffraction. On calcule l'étendue de ces erreurs en admettant que les lentilles formant l'image sont des lentilles minces. On découvre ainsi qu'en pratique la résolution de diffraction est limitée par la résolution de la plaque photographique et non par les aberrations des lentilles. On compare certains résultats calculés aux valeurs expérimentales; comparaison qui donne une concordance satisfaisante. Si l'on compare des erreurs calculées ici à des résultats obtenus par des calculs plus rigoureux, on constate que l'emploi de modèles à lentilles minces donne une approximation suffisante pour les calculs de ces aberrations.

[1] D 188 (2. Mitteilung).

Einleitung

Mit modernen dreistufigen Elektronenmikroskopen kann man bekanntlich in einem von *Le Poole* [1] angegebenen Strahlengang Beugungsdiagramme kleiner ausgewählter Teilbereiche des Präparats anfertigen. Im Gegensatz zu dem *Lebedeff*schen Strahlengang [2], wie er in konventionellen Beugungsapparaten üblich ist, wird das Diagramm bei dieser „Feinbereichsbeugung" genannten Arbeitsweise durch ein Linsensystem abgebildet und kann infolgedessen verzeichnet sein; unter Umständen tritt auch Beeinträchtigung der Beugungsauflösung ein. Da es bei der Feinbereichsbeugung aber auch darauf ankommt, die Gitterkonstanten eines untersuchten Kristalls bis auf Bruchteile eines Prozents genau aus dem Beugungsdiagramm zu bestimmen, muß man die Verzeichnung des Diagramms möglichst vermeiden oder jedenfalls quantitativ genau genug kennen, damit beim Auswerten keine systematischen Fehler unterlaufen.

Theoretische Untersuchungen über die Bildfehler in Elektronenbeugungsdiagrammen, die mit Linsen erzeugt wurden, haben *Grümm* und *Wagner* [3] sowie *Lenz* [4] und *Noven* [5] durchgeführt. Leider lassen sich aber diejenigen Integrale, welche die Abbildungsfehler darstellen, für praktische Fälle nicht leicht berechnen. Ihre Integranden enthalten nämlich die magnetische Achsenfeldstärke und ihre Ableitungen sowie die oft nicht bekannte Lösung der Differentialgleichung der paraxialen Elektronenbahn für diese Feldverteilung. Einzig für eine kurze, schwache Magnetlinse mit einer Feldverteilung vom Typ des *Glaser*schen Glockenfeldes [6] und für sehr weit vor der Linse achsenparallele Strahlen haben die obengenannten Autoren explizite Ausdrücke zur Berechnung der Abbildungsfehler angegeben. Dabei kommen allerdings *Lenz* und *Noven* zu anderen Ergebnissen als *Grümm* und *Wagner*, ohne daß sie den Grund für diese Diskrepanz klären konnten.

Beim *Le Poole*schen Strahlengang sind nun Objektiv- und Projektivlinse als starke Linsen und nur die Zwischenlinse im obigen Sinne als kurze, schwache Linse zu betrachten. Allerdings sind bei letzterer die ungestreuten Strahlen weit vor der Linse nicht achsenparallel, denn sie schneiden sich im hinteren Objektivbrennpunkt, der – verglichen mit der Zwischenlinsenbrennweite – noch nicht weit genug von der Zwischenlinse entfernt liegt. Daher können auch hier zur Berechnung der Abbildungsfehler nicht die von obigen Autoren unter der Voraussetzung parallelen Strahleneinfalles berechneten expliziten Ausdrücke verwendet werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein anderer Weg zur Bestimmung der Fehler bei der Abbildung des Beugungsdiagramms eingeschlagen und davon ausgegangen, daß die wichtigsten Linsenfehler, nämlich der Öffnungsfehler, der axiale Astigmatismus, der Zerdrehungsfehler und die radiale Verzeichnung, der meisten praktisch wichtigen Linsen für den Fall sehr hoher Vergrößerung der Literatur entnommen werden können (s. z. B. [6, 7, 8, 9, 10]). Betrachtet man dann die abbildenden Linsen in erster Näherung als dünne Linsen, so lassen sich, wie im folgenden gezeigt wird, die Fehler bei der Abbildung des Beugungsdiagramms ohne Schwierigkeiten berechnen. Natür-

lich darf man Elektronenlinsen in Wirklichkeit nicht als dünne Linsen auffassen, so daß die hier abgeleiteten Ergebnisse bei strenger Rechnung noch zu korrigieren wären. Nach Untersuchungen von *Mahl* und *Recknagel* [11] scheinen die notwendigen Korrekturen aber so klein zu sein, daß die Genauigkeit der ersten Näherung für die Praxis ausreicht.

1. Die Verzeichnung des Beugungsdiagramms

Im folgenden soll der Einfluß der die Verzeichnung des Beugungsdiagramms in erster Näherung bestimmenden Linsenfehler – Öffnungsfehler, Zerdrehungsfehler und axialer Astigmatismus – auf die wichtigsten Verzeichnungen – radiale Verzeichnung, Zerdrehung und elliptische Verzeichnung – untersucht werden. Als Einleitung zu diesen Überlegungen sei hervorgehoben, daß die Verzeichnung des Beugungsdiagramms natürlich nicht von der Größe des ausgewählten Bereichs abhängt. Man kann sie daher einfach als die Verzeichnung der von der Bereichsmitte ausgehenden und somit auch das Selektorblendenzentrum passierenden Strahlen berechnen. Der bei der Feinbereichsbeugung im Abbildungssystem angewandte Strahlengang ist bekannt und braucht daher hier nicht beschrieben zu werden. Er ist außerdem in den Abb. 13a und 13c enthalten, auf die zur Orientierung verwiesen sei.

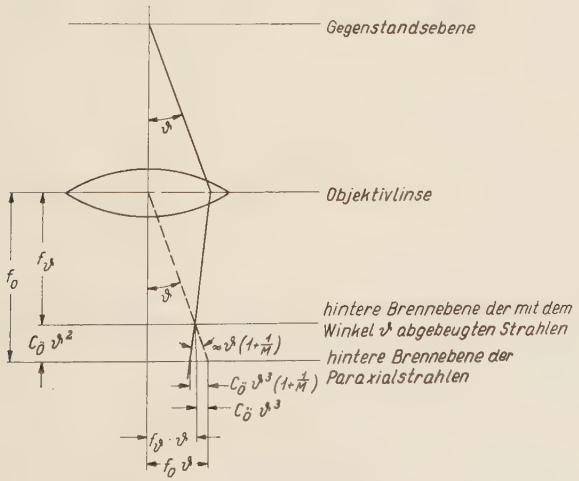


Abb. 1. Zur Berechnung der radialen Verzeichnung der Objektivlinse.

1.1. Radiale Verzeichnung

Die Größe der durch den Öffnungsfehler der Objektivlinse hervorgerufenen radialen Verzeichnung ist bereits von *Mahl* und *Recknagel* [11] angegeben worden und läßt sich leicht an Hand der Abb. 1 übersehen. Für den im Objekt mit dem Beugungswinkel ϑ abgebeugten Strahl ist die Objektivbrennweite $f_\vartheta = f_0 - C_{\ddot{o}}\vartheta^2$. Er hat in der zugehörigen hinteren Brennebene und da er

hinter der Linse fast achsenparallel verläuft ebenso in der Brennebene der Paraxialstrahlen den Abstand $f_\vartheta \vartheta \approx f_0 \vartheta - C_{\ddot{o}} \vartheta^3$ vom ungestreuten Strahl. Dann ist die radiale Verzeichnung eines um ϑ gestreuten Strahls

$$V_{r,\,Obj} = \frac{f_\vartheta \vartheta - f_0 \vartheta}{f_0 \vartheta} = -\frac{C_{\ddot{o}}}{f_0} \vartheta^2 .$$

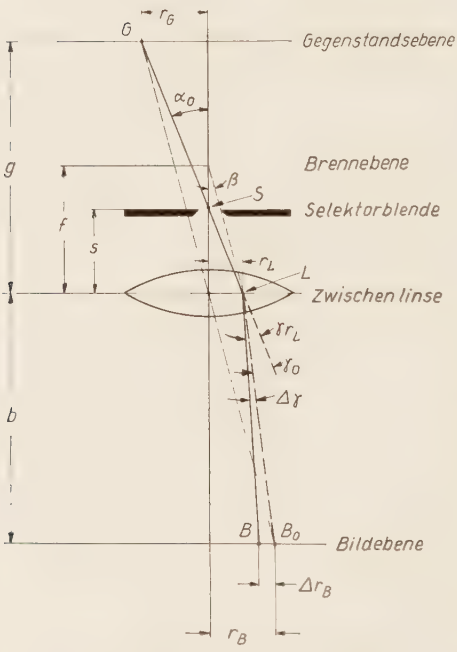


Abb. 2. Zur Berechnung der radialen Verzeichnung der Zwischenlinse.

Da stets $C_{\ddot{o}} > 0$ ist, liegt eine tonnenförmige Verzeichnung vor. Bei magnetischen Objektiven ist $C_{\ddot{o}} \leqq f$ und für $\vartheta < 10^{-1}$ somit $V_{r,\,Obj} < 1\%$. Dies wird in vielen Fällen ausreichen, besonders da die Verzeichnung zu kleineren Beugungswinkeln hin quadratisch mit dem Winkel kleiner wird; außerdem ist das Präparatgebiet, welches das Beugungsdiagramm erzeugt, wegen des Zuordnungsfehlers bereits bei Beugungswinkeln $\vartheta > 6 \cdot 10^{-2}$ von einem im Hellfeldbild ausgewählten Bereich mit dem in der Praxis meist verwendeten Durchmesser $d \approx 1 \ldots 2\,\mu$ deutlich verschieden [12]. Der Vollständigkeit halber sei darauf hingewiesen, daß bei elektrostatischen Objektiven $C_{\ddot{o}} \gtrsim 10\,f$ ist und daher die radiale Objektivverzeichnung $V_{r,\,Obj}$ schon bei kleineren Beugungswinkeln einige Prozent betragen kann. *Gütter* [13] konnte die tonnenförmige Verzeichnung eines elektrostatischen Objektivs durch Verwenden eines kissenförmig verzeichnenden Projektivs korrigieren.

Die durch den Öffnungsfehler der Zwischenlinse hervorgerufene radiale Verzeichnung läßt sich an Hand der Abb. 2 berechnen. Die Gegenstandsebene ist die hintere Objektivbrennebene, in der das Beugungsdiagramm entsteht. Von dem in dieser Ebene mit dem Achsenabstand r_G gelegenen Punkt G geht ein Strahl durch den Mittelpunkt S der Selektorblende und trifft im Punkt L mit dem Achsenabstand $r_L = s\,\alpha_0 = r_G s/(g - s)$ auf die Zwischenlinsenebene. Hierbei ist $\alpha_0 = r_G/(g - s)$ die Neigung des Strahls gegen die Linsenachse, s der Abstand der Selektorblende von der Zwischenlinse und g die Gegenstandsweite. Wenn die Zwischenlinse keinen Öffnungsfehler aufwiese, so würde der Strahl in der Linse um den Winkel $\gamma_0 = r_L/f_0 = \beta$ abgelenkt und die Bildebene im Punkt B_0 mit dem Achsenabstand $r_{B0} = r_G\,b/g$ durchstoßen, wobei f_0 die (Paraxialstrahl-) Zwischenlinsenbrennweite und b die Bildweite

bedeutet. Der Öffnungsfehler der wirklich vorliegenden Linse bewirkt, daß der Strahl um $\triangle\gamma = \gamma_{r_L} - \gamma_0$ stärker abgelenkt wird als im öffnungsfehlerfreien Idealfall. Wenn man unter $f_{r_L} = f_0 - C_ö\beta^2 = f_0 - C_ö r_L^2/f_0^2$ die Brennweite der Linsenzone mit dem Radius r_L versteht, so erhält man für den Ablenkungswinkel in dieser Zone

$$\gamma_{r_L} = \frac{r_L}{f_{r_L}} = \frac{r_L}{f_0 - C_ö r_L^2/f_0^2} \approx \frac{r_L}{f_0}\left(1 + \frac{C_ö r_L^2}{f_0^3}\right) = \gamma_0 + C_ö \frac{r_L^3}{f_0^4}$$

und somit $\triangle\gamma = C_ö r_L^3/f_0^4$. Damit ergibt sich als Abstand $\overline{B B_0}$ der Bildpunkte der mit und ohne Öffnungsfehler abgelenkten Strahlen $\triangle r_B = -b\triangle\gamma = -C_ö b r_L^3/f_0^4$. Das negative Vorzeichen deutet an, daß der Öffnungsfehler wegen $C_ö > 0$ eine zusätzliche Ablenkung des Strahles zur Linsenachse hin bewirkt. Daher ist die radiale Verzeichnung der Zwischenlinse tonnenförmig und hat die Größe

$$V_{r,\,zw} = \frac{\triangle r_B}{r_B} = -\frac{b r_L^3}{r_B f_0^4} C_ö = -\frac{b r_G^3}{r_B f_0^4}\left(\frac{s}{g-s}\right)^3 C_ö = -\frac{g r_G^2}{f_0^4}\left(\frac{s}{g-s}\right)^3 C_ö. \quad (1)$$

Als Beispiel seien die beim Elmiskop I vorliegenden Verhältnisse betrachtet. Bei einem Beugungswinkel $\vartheta = 10^{-1}$ ist $r_G = 0{,}27$ mm. Mit $s = 18{,}2$ mm, $g = 77$ mm und $b = 137$ mm ergibt sich $f_0 = 49$ mm und nach Gl. (1) $V_{r,\,zw} \approx -2{,}9 \cdot 10^{-8}\, C_ö/\text{mm}$. Nun muß noch $C_ö$ abgeschätzt werden. Man kann dazu annehmen, daß sich das Linsenfeld auch bei schwacher Erregung mit genügender Annäherung als *Glaser*sches Glockenfeld mit der Achsenfeldstärke $H(z) = H_0/(1 + z^2/h^2)$ beschreiben läßt, wobei H_0 die Maximalfeldstärke und h die Halbwertsbreite bedeutet. Dann erhält man nach *Glaser* [6] aus der bekannten Formel für die Brechkraft $h/f = \sin(\pi/\sqrt{1 + k^2})$ bei schwachen Linsen die für $k^2 \ll 1$ gültige Näherung $k^2 = 2h/\pi f$. Setzt man nun $h = 5$ mm (Fabrikangabe) und $f = 49$ mm ein, so ergibt sich $k^2 = 0{,}065$. Für schwache Linsen ist der Öffnungsfehler $C_ö$ nach *Glaser* [6]: $C_ö = 2h/\pi^3 k^6$ und damit in unserem Fall $C_ö = 1{,}17 \cdot 10^3$ mm. Die radiale Zwischenlinsenverzeichnung ist dann $V_{r,\,zw} = -3{,}38 \cdot 10^{-5}$ und fällt überhaupt nicht ins Gewicht.

Schließlich läßt sich eine radiale Verzeichnung durch das Projektiv bekanntlich völlig vermeiden, wenn man die Linse in demjenigen in der Nähe des Brennweitenminimums gelegenen Arbeitspunkt betreibt, in dem die kissenförmige Verzeichnung in die tonnenförmige übergeht. Somit ist bei sorgfältiger Einstellung des Projektivs in den verzeichnungsfreien Arbeitspunkt allein der Öffnungsfehler des Objektivs für die radiale Verzeichnung von Bedeutung und kann im allgemeinen vernachlässigt werden.

1.2. Die Zerdrehung

Der als Zerdrehung bezeichnete Linsenfehler besteht bekanntlich darin, daß Strahlen, die eine magnetische Linse in größerem Abstand von der Linsenachse durchlaufen, eine um $\triangle\psi$ größere Bilddrehung erfahren als die Strahlen dicht bei der Achse, für welche die Bilddrehung ψ eintritt. Er ist bisher nur für Projektivlinsen behandelt und berücksichtigt worden.

Die Größe des Zerdrehungswinkels $\triangle \psi_{Proj}$ ist dort nach *Liebmann* [8]

$$\triangle \psi_{Proj} = C_Z \left(\frac{r_G}{R} \right)^2 . \qquad (2)$$

Hier bedeutet r_G den Achsenabstand eines achsenparallel in die Linse einfallenden Strahles, R den Radius der Polschuhbohrung und C_Z die Zerdrehungskonstante, deren Wert von *Liebmann* [8] für einige typische Feldverteilungen als Funktion der Linsenstärke und der relativen Spaltweite S/2R angegeben worden ist. Vom Zerdrehungsfehler wird ein strichförmiger, senkrecht durch die Linsenachse hindurchgehender Gegenstand im Bild in erster Näherung zu einer kubischen Parabel verzeichnet (Abb. 3), denn die azimutale Abweichung $\triangle_{Z,\,Proj}$ eines zu einem Gegenstandspunkt mit dem Achsenabstand r_G gehörenden Bildpunktes von der idealen „unzerdrehten" Bildpunktlage ist für kleine Zerdrehungswinkel

$$\triangle_{Z,\,Proj} \approx r_G M_{Proj} \triangle \psi_{Proj} = M_{Proj} C_Z \frac{r_G^3}{R^2} .$$

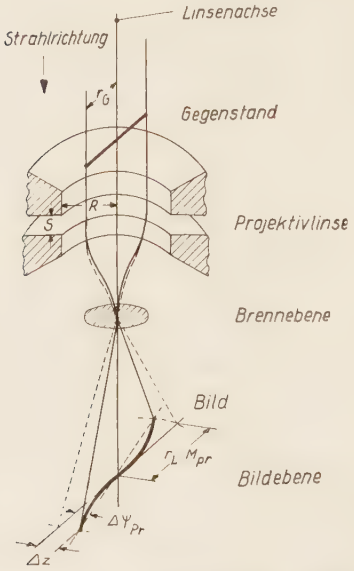


Abb. 3. Zur Berechnung des Zerdrehungsfehlers der Projektivlinse. (Die allen Strahlen gemeinsame paraxiale Bilddrehung ψ_{proj} wurde der besseren Übersichtlichkeit wegen in der Zeichnung nicht berücksichtigt.)

Als Beispiel soll $\triangle_{Z,\,Proj}$ für die beim Elmiskop I meistens zur Feinbereichsbeugung benutzten Projektivpolschuhe P_3 ($M_{Proj} = 125$) und P_2 ($M_{Proj} = 62$) abgeschätzt werden. Ihre Bohrungsdurchmesser 2R und Spaltweiten S betragen $2R = 3.2$ mm und $S = 1{,}5$ mm bei P_3 bzw. $2R = 7{,}6$ mm und $S = 4{,}0$ mm bei P_2. Für die im Brennweitenminimum arbeitende Linse entnimmt man mit $S/2R = 0{,}47$ (für P_3) bzw. 0.53 (für P_2) aus den von *Liebmann* [8] veröffentlichten Kurven $C_Z \approx 1{,}55$ für P_3 bzw. 1.45 für P_2. Das Gesichtsfeld wird von Eintrittsblenden vom Durchmesser $D_G = 0{,}77$ mm bei P_3 bzw. 1,54 mm bei P_2 begrenzt, so daß man mit $r_G = D_G/2$ für den Rand des Bildfeldes $\triangle \psi_{Proj} = 9 \cdot 10^{-2}$ bei P_3 und $\triangle \psi_{Proj} = 6 \cdot 10^{-2}$ bei P_2 erhält. Bei einem Endbilddurchmesser von 96 mm ist dann am Bildfeldrand $\triangle_{Z,\,Proj} = 4{,}3$ mm bei P_3 und $\triangle_{Z,\,Proj} = 2{,}9$ mm bei P_2. Im halben Abstand vom Mittelpunkt (24 mm) ermäßigt sich $\triangle_{Z,\,Proj}$ auf ein Achtel dieser Werte, d. h. auf etwa 0,53 mm bei P_3 und 0,35 mm bei P_2. Wie noch gezeigt wird, kann der Zerdrehungsfehler besonders bei Benutzen des Projektivpolschuhs P_2 mit Hilfe des Zerdrehungsfehlers des Objektivs wesentlich verringert werden. Wenn man nämlich die Objektiv- und die Projektivspule so polt, daß die Bilddrehungen

gegenläufig sind, ist die resultierende Zerdrehung $\triangle \psi = \triangle \psi_{\mathrm{Proj}} - \triangle \psi_{\mathrm{Obj}}$. Dabei sind die Zerdrehungswinkel jeweils für den gleichen Reflex zu berechnen. Die Drehrichtung des Projektivs ist willkürlich als positiv angenommen. In entsprechender Weise addieren sich die Zerdrehungswinkel bei gleichsinniger Polung.

Bei hochvergrößerter Abbildung eines Durchstrahlungspräparats ruft bekanntlich das Objektiv keine merkliche Zerdrehung des Bildes hervor, weil sich die zur Abbildung des sehr kleinen Gegenstandsfeldes benutzten Strahlen im Vergleich zum Durchmesser der Polschuhbohrung nie sehr weit von der Linsenachse entfernen. Der Zerdrehungsfehler des Objektivs ist daher bisher auch theoretisch nicht untersucht worden. Bei der Entstehung des Beugungsdiagramms in der hinteren Objektivbrennebene sind jedoch auch Strahlen beteiligt, die sich stärker von der Linsenachse entfernen und daher der Zerdrehung unterliegen. Zum Abschätzen der Größe des hierdurch auftretenden Fehlers kann man davon ausgehen, daß bei nicht zu starken Linsen das Objekt noch nicht weit im Linsenfeld liegt. Dann wird nämlich beim Einbeziehen der stärker abgebeugten Strahlen der Strahlengang im Objektiv demjenigen in einem Projektiv sehr ähnlich, dessen Strahlrichtung man umgekehrt hat.

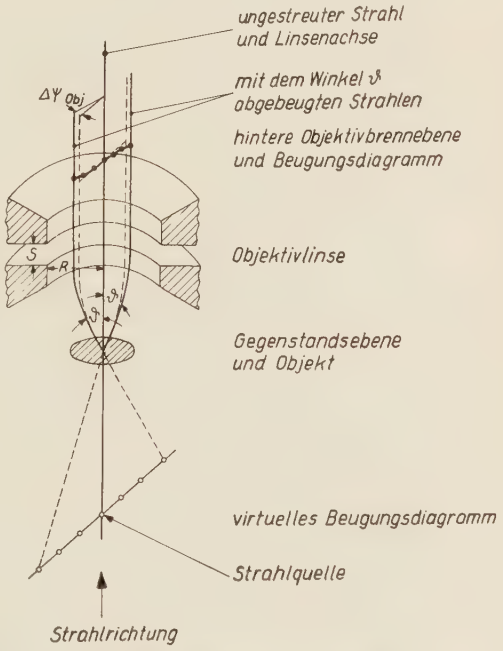


Abb. 4. Zur Berechnung des Zerdrehungsfehlers der Objektivlinse. (Die allen Strahlen gemeinsame parxiale Bilddrehung ψ Obj wurde der besseren Übersichtlichkeit wegen in der Zeichnung nicht berücksichtigt.)

Dies erkennt man durch Vergleichen von Abb. 3 und Abb. 4. Dabei entsprechen folgende Elemente der Strahlengänge einander: die Projektivgegenstandsebene (d.h. die vordere Projektivbrennebene) der hinteren Objektivbrennebene; die hintere Projektivbrennebene der Objektivgegenstandsebene (d.h. der vorderen Objektivbrennebene); die Projektivbildebene der weit vom Objektiv entfernten Strahlquelle. Denkt man sich die im Präparat abgebeugten Strahlen entgegengesetzt der Strahlrichtung geradlinig verlängert, so bilden ihre Durchstoßpunkte durch die Strahlquellenebene ein virtuelles Beugungsdiagramm, das vom Objektiv M_{Proj}-fach verkleinert etwa in die

hintere Objektivbrennebene abgebildet wird. Hierbei bedeutet M_{Proj} die Projektivvergrößerung, und es ist angenommen, daß beide Linsen die gleiche Brennweite haben. Wesentlich für die Analogie der Strahlengänge ist, daß die Strahlen in das Projektiv praktisch achsenparallel einfallen und aus dem Objektiv ebenfalls fast achsenparallel austreten. Da das virtuelle Beugungsdiagramm natürlich unverzeichnet ist, muß sich die Zerdrehung dann in dem Beugungsdiagramm, das in der hinteren Objektivbrennebene entsteht, bemerkbar machen und nach Gl. (2) berechnen lassen. Dabei muß man $r_G = f_{Obj}\,\vartheta$ setzen, wenn f_{Obj} die Objektivbrennweite und ϑ wieder den Beugungswinkel bedeutet. Damit hat man als Zerdrehungswinkel

$$\triangle \psi_{Obj} \approx C_Z \left(\frac{f_{Obj}}{R}\right)^2 \vartheta^2 .$$

Dann ergibt sich als azimutale Abweichung $\delta_{Z,\,Obj}$ eines Reflexes, der zu einem mit dem Winkel ϑ abgebeugten Strahl gehört, von der idealen „unverdrehten" Reflexlage

$$\delta_{Z,\,Obj} = f_{Obj}\,\vartheta \triangle \psi_{Obj} = C_Z \frac{{f_{Obj}}^3}{R^2}\,\vartheta^3 .$$

Leider ist die Zerdrehungskonstante C_Z für asymmetrische Polschuhe bisher weder gemessen noch berechnet worden. Jedoch stimmen nach *Liebmann* [14] die Elemente einer asymmetrischen Linse mit den Bohrungsdurchmessern D_1 und D_2 annähernd mit denjenigen einer symmetrischen Linse mit der Bohrung $D = 0{,}5\,(D_1 + D_2)$ überein. Unter dieser Annahme ergibt sich für den beim Elmiskop I benutzten asymmetrischen Objektivpolschuh beim Beugungswinkel $\vartheta = 9 \cdot 10^{-2}$ ein Zerdrehungswinkel $\triangle \psi_{Obj} = 1{,}6 \cdot 10^{-2}$ bzw. $\delta_{Z,\,Obj} = 3{,}9\ \mu$. Da diese Strahlen etwa am Rande des Gesichtsfeldes des Projektivpolschuhs P_3 liegen, können sie die dort vorhandene Projektivzerdrehung von $\triangle \psi_{Proj} = 9 \cdot 10^{-2}$ nur unwesentlich kompensieren. Beim Projektivpolschuh P_2 liegen die mit dem Beugungswinkel $\vartheta = 9 \cdot 10^{-2}$ gestreuten Strahlen etwa 24 mm vom Zentrum des Endbildes entfernt und unterliegen der Projektivzerdrehung $\triangle \psi_{Proj} = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$, die also fast genau gleich dem entsprechenden Zerdrehungswinkel des Objektivs von $1{,}6 \cdot 10^{-2}$ ist.

Der Zerdrehungsfehler der Zwischenlinse ist im Vergleich mit den Objektiv- und Projektivfehlern ohne Belang, weil sich hier auch die abgebeugten Strahlen nur so wenig von der Linsenachse entfernen, daß $(r_G/R)^2$ von der Größenordnung 10^{-4} wird und C_Z infolge der schwachen Erregung der Linse bei der Abbildung des Beugungsdiagramms ebenfalls erheblich kleiner als eins ist. Bei der Zwischenlinse des Elmiskops I ist der Zerdrehungswinkel selbst bei $\vartheta = 10^{-1}$ nur von der Größenordnung 10^{-5}.

Eine Methode zur Messung des Zerdrehungsfehlers ist bisher noch nicht angegeben worden. Man kann ihn aber leicht in grober Weise messen. Dazu legt man die Aufnahmen gut ausgebildeter Punktdiagramme so auf transparentes Millimeterpapier, daß die innersten Reflexe einer durch den Diagrammnullpunkt gehenden Punktreihe genau auf eine Linie des Millimeterpapiers fallen. Die weiter außen liegenden Reflexe liegen dann deutlich neben der Linie (Abb. 5). Auf diese Art wurde der Zerdrehungsfehler im Endbild bei

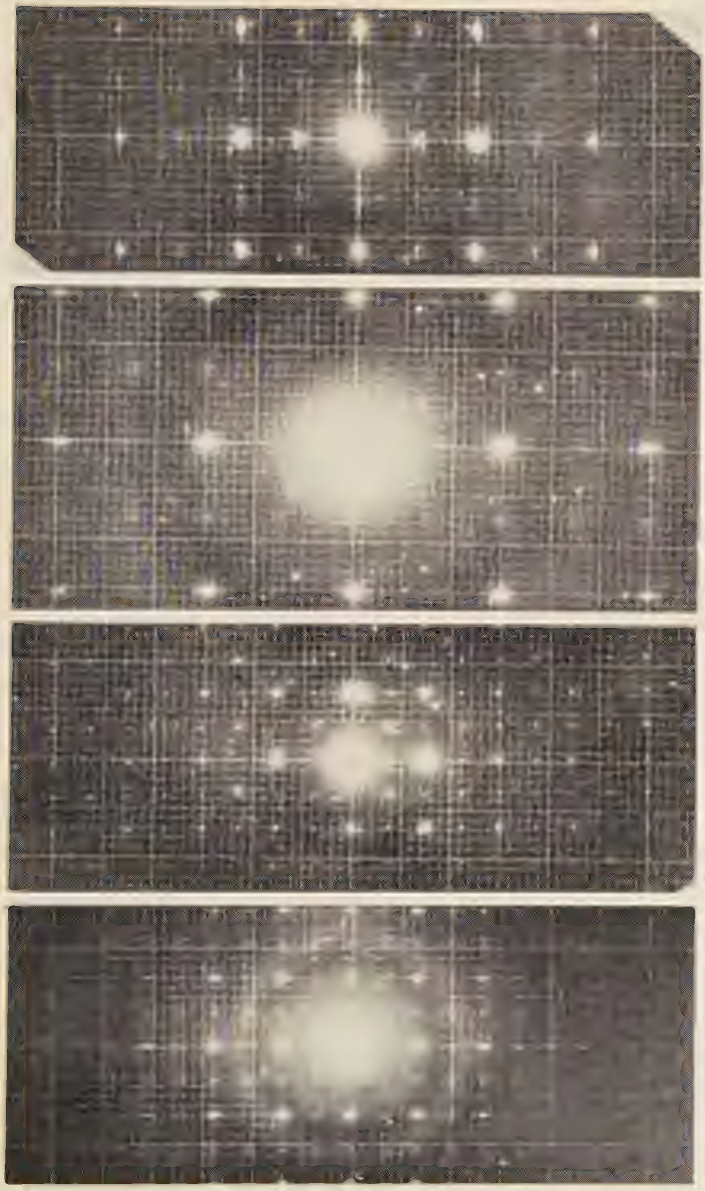


Abb. 5. Messung des Zerdrehungsfehlers am Elmiskop I.
a, b) mit dem Projektivpolschuh P_3
c, d) mit dem Projektivpolschuh P_2
a, c) Objektiv und Projektiv drehen gleichsinnig
b, d) Objektiv und Projektiv drehen gegensinnig.
In d) ist kein Zerdrehungsfehler mehr zu erkennen.

Benutzung der Projektivpolschuhe P_3 und P_2 untersucht, und zwar sowohl wenn die Objektivbilddrehung und die Projektivbilddrehung gleichsinnig gerichtet waren (Addition der Fehler), als auch wenn sie einander entgegengesetzt gerichtet waren (Kompensation der Fehler). Wie zu erwarten war, ergab sich hierbei für den Polschuh P_3 kein deutlicher Unterschied (s. Abb. 5a, b). Allerdings war der gemessene Fehler etwa 40% geringer als der berechnete Wert, was sich unter Umständen dadurch erklären läßt, daß die Polschuhspitzen schon merklich gesättigt sind und daher die tatsächlich vorliegende Zerdrehungskonstante kleiner ist als die von *Liebmann* für ungesättigte Polschuhe berechnete. Wie in Abs. 1.3 noch näher begründet wird, könnte es aber auch sein, daß die von *Liebmann* angegebenen Zerdrehungsfehler zu groß sind. Eine entsprechende Abweichung des gemessenen vom berechneten Zerdrehungsfehler zeigte sich auch beim Polschuh P_2. Hier konnte aber der in Abb. 5c bei gleichsinnig drehenden Linsen deutlich erkennbare Zerdrehungsfehler durch Gegeneinanderschalten der Drehrichtung von Objektiv und Projektivlinse praktisch zum Verschwinden gebracht werden (Abb. 5d). Dies bestätigt indirekt wenigstens die qualitative Richtigkeit der in bezug auf die Objektivzerdrehung angestellten Überlegungen.

1.3. Elliptische Verzeichnung

Eine elliptische Verzeichnung des Beugungsdiagramms kann durch zweizähligen axialen Astigmatismus der Elektronenlinsen hervorgerufen werden. Wenn man vom Öffnungsfehler absieht, ist der Abstand eines mit dem Winkel ϑ gebeugten Strahles vom ungestreuten Strahl in der hinteren Objektivbrennebene $r_\vartheta = f_{Obj}\vartheta$ (s. Abb. 1), wobei f_{Obj} die Objektivbrennweite bedeutet. Man erhält daher für die relative elliptische Verzeichnung des Objektivs

$$\left(\frac{\triangle r}{r_\vartheta}\right)_{Obj} \quad \frac{r_{\vartheta\,max} - r_{\vartheta\,min}}{r_\vartheta} = \frac{f_{Obj\,max} - f_{Obj\,min}}{f_{Obj}}.$$

Die Indizes „max" und „min" weisen auf den in der hinteren Objektivbrennebene gemessenen größten und kleinsten Abstand der um ϑ abgebeugten Strahlen vom Nullstrahl hin und entsprechend auf die astigmatisch größte und kleinste Brennweite. Da aber schon im Hinblick auf eine ausreichende Auflösung bei der optischen Abbildung des Präparates die relative astigmatische Brennweitendifferenz $(f_{Obj\,max} - f_{Obj\,min})\,f_{Obj}^{-1}$ sein muß, ist die elliptische Verzeichnung des Objektivs ebenso klein und praktisch nicht nachweisbar.

Da die Projektivvergrößerung der Projektivbrennweite umgekehrt proportional ist, ergibt sich, wenn R die Nullpunktsentfernung eines Reflexes im Endbild bedeutet, für die Projektivverzeichnung entsprechend

$$\left(\frac{\triangle R}{R}\right)_{Proj} = \frac{f_{Proj\,max} - f_{Proj\,min}}{f_{Proj}}.$$

Man muß daher darauf achten, daß auch die astigmatische Brennweitendifferenz des Projektivs nicht größer als die zulässige elliptische Verzeichnung wird. $(\triangle R/R)_{Proj} < 10^{-3}$ kann man aber bei sorgfältig gearbeiteten Linsen ohne Schwierigkeit einhalten.

Die Wirkung des Astigmatismus der Zwischenlinse läßt sich an Hand der Abb. 6 leicht ausrechnen. Es sei dabei angenommen, daß die Linse eine astigmatische Brennweitendifferenz $f_{max} - f_{min} = \Delta f$ habe, was einem Abstand der astigmatischen Bildebenen von $\Delta b = \Delta f\, b^2/f^2$ entspricht. Der durch das Zentrum der Selektorblende gehende Strahl durchläuft die Zwischenlinse im Achsenabstand $r_L = r_G s/(g \quad s)$. Der durch den Linsenschnitt maximaler Brechkraft verlaufende Strahl trifft im Achsenabstand $r_{B_1} = r_G \left(b - \frac{\Delta b}{2}\right)/g$ auf die zugehörige astigmatische Bildebene, während der durch den Linsenschnitt minimaler Brechkraft laufende Strahl in der astigmatischen Bildebene minimaler Brechkraft den etwas größeren Achsenabstand $r_{B_2} = r_G \left(b + \frac{\Delta b}{2}\right)/g$ hat. Die Strahlen haben gegen die Linsenachse die Neigung $\gamma_1 = (r_{B_1} - r_L)/\left(b - \frac{\Delta b}{2}\right)$ beziehungsweise $\gamma_2 = (r_{B_2} - r_L)/\left(b + \frac{\Delta b}{2}\right)$ und daher in der Gaußschen Bildebene die Abstände $r_{B_3} = r_L + \gamma_1 b$ bzw. $r_{B_4} = r_L + \gamma_2 b$ von der Linsenachse. Dann ist mit

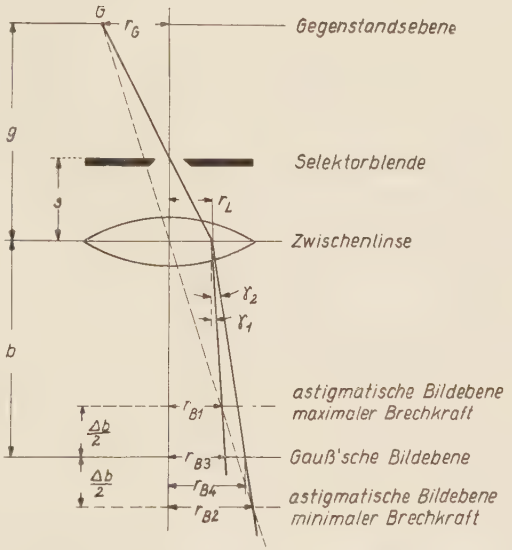


Abb. 6. Zur Berechnung der elliptischen Verzeichnung durch axialen Astigmatismus der Zwischenlinse.

$$\Delta r_B = r_{B_4} - r_{B_3} = (\gamma_2 - \gamma_1)\, b = r_L\, b\, \Delta b / \left(b^2 - \frac{\Delta b^2}{4}\right) \approx r_L\, \Delta b/b$$

und $r_B = (r_{B_4} + r_{B_3})/2 \approx r_G\, b/g$ die relative elliptische Verzeichnung der Zwischenlinse

$$\left(\frac{\Delta r_B}{r_B}\right)_{Zw} = \frac{r_L \dfrac{\Delta b}{b}}{r_G \dfrac{b}{g}} = \left(\frac{\Delta b}{b^2}\right)_{Ast} \cdot \frac{g\, s}{g - s} = \left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{Ast} \left(1 + \frac{1}{M_{Zw}}\right) \frac{s}{g - s}. \quad (3)$$

Beispielsweise ist beim Elmiskop I $(\Delta r_B/r_B)_{Zw} \approx 0{,}5\, (\Delta f/f)_{Ast}$. Bei dem zu den Versuchen benutzten Gerät war $(\Delta f/f)_{Ast} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ und die relative elliptische Verzeichnung somit 0,35%, d. h. also bei der im allgemeinen angestrebten Meßgenauigkeit unbedenklich. Bekanntlich läßt sich außerdem der Zwischenlinsenastigmatismus mit Hilfe eines in das Linsenfeld eingreifenden magnetischen Stigmators, wie er z. B. von *Ruska* und dem Verfasser [15]

angegeben wurde, ohne Schwierigkeiten korrigieren, und man kann so die elliptische Verzeichnung grundsätzlich vermeiden.

Manchmal ist es aber aus konstruktiven Gründen einfacher, einen elektromagnetischen Stigmator – etwa des vom Verfasser [16] angegebenen Typs – zu verwenden und ihn z. B. zwischen der Zwischenlinse und der Selektorblende anzuordnen. Ein solcher Stigmator wirkt wie ein Paar gekreuzter Zylinderlinsen gleicher Brennweite, von denen die eine positive und die andere negative Brechkraft hat. Durch Verändern der Stärke und gegebenenfalls auch der Richtung des Stromes in den Stigmatorspulen kann man die Brechkraft der Linsen gleichzeitig verändern oder auch das System bei konstanter Brechkraft um die Geräteachse als Drehachse drehen. Durch geeignete Wahl der Brechkraft und der Orientierung des Systems kann man so den axialen Astigmatismus der Zwischenlinse korrigieren. Durch den Stigmator wird nun eine elliptische Verzeichnung hervorgerufen, die sich zu der Zwischenlinsenverzeichnung addiert und jetzt berechnet werden soll.

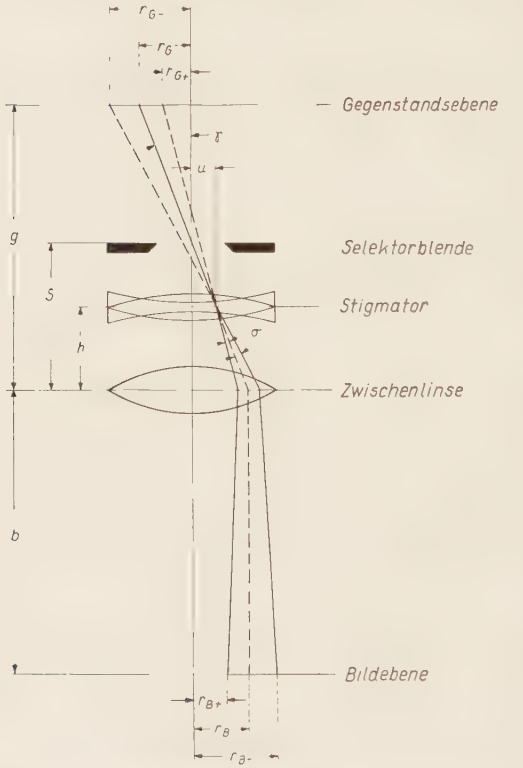


Abb. 7. Zur Berechnung der vom Zwischenlinsenstigmator hervorgerufenen elliptischen Verzeichnung.

Hierzu sei angenommen, daß ein im Präparat gestreuter und durch die Selektorblendenmitte gehender Strahl in der Stigmatormittelebene, die in der Entfernung h vor der Zwischenlinsenmitte liegt, den Achsenabstand u habe (s. Abb. 7). Wirkt die maximale positive Stigmatorbrechkraft auf diesen Strahl, so wird er vom Stigmator um den einstellbaren Winkel σ zur Linsenachse hin abgelenkt. Verläuft der Strahl andererseits in der Ebene maximaler negativer Stigmatorbrechkraft, so wird er entsprechend um den Winkel σ von der Linsenachse fort gebrochen. Vor dem Stigmator ist die Strahlneigung gegen die Geräteachse $\gamma = u/(s - h)$, so daß der Strahl in der Zwischenlinsen-Gegenstandsebene, d. h. in der hinteren Objektivbrennebene den Achsenabstand $r_G = \gamma\,(g - s) = u\,(g - s)/(s - h)$ hat. Nach der zusätz-

lichen Ablenkung durch den Stigmator scheint – von der Zwischenlinse aus gesehen – der Achsenabstand des Strahles in der hinteren Objektivbrennebene die Größe

$$r_{G+} = (\gamma - \sigma)(g - h) - u = (\gamma - \sigma)(g - h) - \gamma(s - h)$$
$$r_{G-} = (\gamma + \sigma)(g - h) - u = (\gamma + \sigma)(g - h) - \gamma(s - h)$$

zu haben. (Die an den Indizes stehenden Zeichen „+“ und „–“ weisen auf die Ebenen positiver und negativer Stigmatorbrechkraft hin.) Auf die Bildebene bezogen, ergibt sich dann mit $M_{Zw} = b/g$ als vom Stigmator hervorgerufene relative elliptische Verzeichnung

$$\frac{\triangle r_B}{r_B} = \frac{(r_{G+} - r_{G-})\, M_{Zw}}{r_G\, M_{Zw}} = \frac{2\,\sigma\,(g - h)}{\gamma(g - s)} = \frac{2\,\sigma\,(g - h)(s - h)}{u\,(g - s)}. \qquad (4)$$

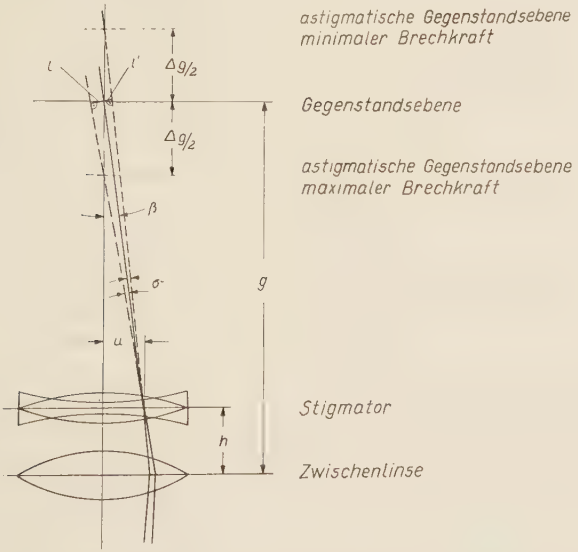


Abb. 8. Zur Berechnung des Zusammenhanges zwischen der Strahlablenkung im Stigmator und der zugehörigen relativen astigmatischen Brennweitendifferenz der Zwischenlinse.

Jetzt muß man noch die Stigmatorbrechkraft $1/f_{St} = \sigma/u$ durch diejenige astigmatische Brennweitendifferenz der Zwischenlinse ausdrücken, die sie gerade kompensieren würde. Dazu betrachte man in Abb. 8 die durch die Strahlablenkung σ vom Stigmator hervorgerufene virtuelle Verschiebung der Zwischenlinsen-Gegenstandsebene. Für die Länge l der Lote, die von dem in der Gegenstandsebene liegenden Achsenpunkt auf die nach rückwärts verlängerten, in der Stigmatorebene abgelenkten Strahlen gezogen werden, liest man ab: $l \approx l' \approx \sigma(g - h) \approx \beta\,\triangle g/2 \approx u\,\triangle g/2\,(g - h)$. Hierbei bezeichnet $\triangle g$ den Abstand der astigmatischen Gegenstandsebenen. Somit ergibt sich $\sigma/u \approx \triangle g/2\,(g - h)^2$ und nach Einsetzen in Gl. (4)

$$\frac{\triangle r_B}{r_B} \quad \frac{\triangle g\,(s-h)}{(g-s)(g-h)} \quad \frac{\triangle g}{g}\,\frac{s}{g-s}\,\frac{1-\dfrac{h}{s}}{1-\dfrac{h}{g}}.$$

Beachtet man nun noch, daß $\triangle g\, g^2 = -\triangle f\, f^2_{Ast,St}$ und $g\,f = 1 + 1/M_{Zw}$ ist, so ergibt sich schließlich als relative elliptische Verzeichnung des Zwischenlinsenstigmators:

$$\left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{St} = \left(\frac{\triangle f}{f}\right)_{Ast,\,St}\left(1+\frac{1}{M_{Zw}}\right)\frac{s}{g-s}\,\frac{1-\dfrac{h}{s}}{1-\dfrac{h}{g}}. \tag{5}$$

Diese Gleichung geht natürlich für $h = 0$ in die Gleichung (3) über.

Wenn man den Zwischenlinsenastigmatismus mit Hilfe des Stigmators korrigiert hat, ist $(\triangle f/f)_{Ast,\,Zw} = -(\triangle f/f)_{Ast,\,St}$. Die Abbildung ist zwar stigmatisch, aber elliptisch verzeichnet. Die resultierende Verzeichnung ist

$$\left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{res} = \left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{Zw} + \left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{St} = \left(\frac{\triangle f}{f}\right)_{Ast,\,Zw}\left(1+\frac{1}{M_{Zw}}\right)\frac{s}{g-s}\left(1-\frac{1-\dfrac{h}{s}}{1-\dfrac{h}{g}}\right)$$

$$= \left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{Zw}\left(1-\frac{1-\dfrac{h}{s}}{1-\dfrac{h}{g}}\right) = \left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{Zw}\frac{h}{s}\,\frac{1-\dfrac{s}{g}}{1-\dfrac{h}{g}}.$$

Da $h < s \ll g$ ist, kann man angenähert schreiben:

$$\left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{res} \approx \left(\frac{\triangle r_B}{r_B}\right)_{Zw}\frac{h}{s}. \tag{6}$$

Ein wesentlicher Bruchteil der elliptischen Verzeichnung der Zwischenlinse bleibt also unkorrigiert.

Die Verzeichnung des Beugungsdiagramms durch einen Zwischenlinsen-Stigmator ist in letzter Zeit auch von *Stojanow* [17] untersucht worden. Die von ihm ohne nähere Ableitung a.a.O. angegebenen Formeln (7) und (8) für die vom Stigmator hervorgerufene Verzeichnung und astigmatische Brennweitendifferenz lassen sich in die hier abgeleitete Gl. (5) überführen, wenn man die in diesen Formeln vorkommenden, von der Stromstärke und den geometrischen Dimensionen des Stigmators abhängenden Faktoren eliminiert und die nicht erklärte Größe q als Abstand der Selektorblende von der Zwischenlinse auffaßt. Hingegen kann sich der Verfasser der von *Stojanow* a.a.O. geäußerten Ansicht nicht anschließen, daß es besonders günstig sei, den Stigmator möglichst nahe an die Selektorblende zu legen, weil er dann – wie auch aus Gl. (5) für $s \approx h$ ersichtlich ist – keine zusätzliche Verzeichnung verursacht. Der Stigmator diente dann allein dazu, eine stigmatische Abbildung des Diagramms zu gewährleisten und somit die Beugungsauflösung zu verbessern. Man muß jedoch bedenken, daß ein Stigmator nur dann gebraucht wird, wenn die Zwischenlinse axialen Astigmatismus hat. Letzterer führt aber – wie oben gezeigt – zu der durch Gl. (3) dargestellten Verzeichnung, die man mit dem Stigmator natürlich ebenfalls – gleichzeitig mit dem axialen

Astigmatismus – möglichst weitgehend korrigieren sollte. Nach Gl. (6) hätte man daher den Abstand h des Stigmators von der Zwischenlinse möglichst klein zu halten.

Abschließend sei noch erwähnt, daß die Gültigkeit der Gl. (5) durch Versuche auf einer elektronenoptischen Bank geprüft werden konnte. Hierzu wurde in einem Feinbereichsbeugungs-Strahlengang der Astigmatismus der Zwischenlinsenstufe mit Hilfe eines h = 30 mm vor der Linse angeordneten Stigmators grob geändert. Die hierdurch hervorgerufene zusätzliche elliptische Verzeichnung wurde bestimmt, indem man die Änderung der Nullpunktsabstände von Reflexen des Laue-Diagramms ein und desselben MoO_3-Einkristalls ausmaß. Die relative astigmatische Brennweitendifferenz ließ sich aus Linsenstrommessungen ermitteln, da sie bei der vorliegenden schwachen Zwischenlinsenbrechkraft mit guter Näherung durch die bekannte Beziehung $\triangle f/f = -2\,\triangle J/J$ ausgedrückt werden kann. Die gemessene elliptische Verzeichnung stimmte befriedigend mit der berechneten überein (Abb. 9). Die für größere Korrekturfeldstärke beobachtete geringe Abweichung der Meßpunkte von der theoretischen Kurve läßt sich unter Umständen als Einfluß eines vom Stigmator induzierten dreizähligen Astigmatismus deuten. (Der dem Stigmator zugewandte Linsenflansch war von sechs in Form eines Sechsecks angeordneten Umpumpöffnungen durchbrochen.) Hierauf deutete auch eine geringe dreizählige Unsymmetrie in der theoretisch genau elliptischen Verzeichnung. Jedoch lagen die Abweichungen an der Grenze der Meßgenauigkeit, so daß der Effekt nicht mit Sicherheit zu erklären war.

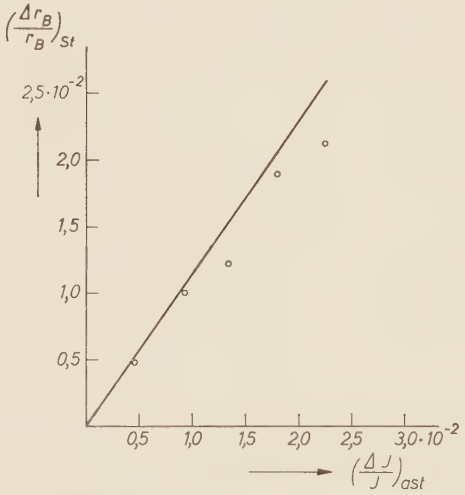


Abb. 9. Messung der elliptischen Verzeichnung des Beugungsdiagramms, die durch einen 30 mm vor der Zwischenlinse liegenden elektromagnetischen Stigmator verursacht wird. Die Gerade gibt den nach Gleichung (5) berechneten theoretischen Verlauf wieder. An der Abszisse ist die relative astigmatische Stromdifferenz aufgetragen, die durch den Stigmator hervorgerufen wird.

2. Die Beugungsauflösung

Wie bei jeder anderen Beugungsapparatur muß natürlich auch bei Feinbereichsbeugungseinrichtungen die Beugungsauflösung den speziellen Anforderungen des Experiments angepaßt sein. Als Auflösungsvermögen A

definieren wir, wie üblich, $A = R_{1Å} \triangle R$, wobei $R_{1Å}$ den Nullpunktabstand eines an einer Netzebenenschar der Gitterkonstante 1 Å gebeugten Strahles und $\triangle R$ den Durchmesser des Reflexes bzw. die Breite des Beugungsringes bedeutet. Die Beugungsauflösung wird einerseits durch die Bestrahlungsapertur 2β des das Objekt beleuchtenden Bündels und andererseits durch die Abbildungsfehler der hinter dem Objekt angeordneten Elektronenlinsen begrenzt. Letztere sollen zuerst besprochen werden.

2.1. Die Begrenzung der Beugungsauflösung durch das Abbildungssystem

Vorerst sei angenommen, daß das Objekt genau parallel und in Richtung der Objektivachse bestrahlt wird. Bei einer in Ångström gemessenen Elektronenwellenlänge λ ist der Beugungswinkel $\vartheta_{1Å}$ bei einer Gitterkonstanten $d_{1Å} = 1$ Å gegeben durch $\vartheta_{1Å} = \lambda/d_{1Å} = \lambda/Å$, und somit erhält man $R_{1Å} = f_{Obj}\,\vartheta_{1Å} = f_{Obj}\,\lambda/Å$. Ist $2\,r_0 = d_0$ der Durchmesser des mit der Selektorblende ausgewählten Präparatbereiches, so ist die halbe Strahlapertur eines in der hinteren Brennebene entstehenden Reflexes $\beta = r_0\,f_{Obj}$. Bei einer astigmatischen Brennweitendifferenz $\triangle f$ des Objektivs ergibt sich dann als Durchmesser des Kreises kleinster Verwirrung in den Ebenen größter und kleinster Brechkraft $\triangle R = \beta\,\triangle f = r_0\,(\triangle f\,f)_{Obj}$. Dies begrenzt die Beugungsauflösung auf

$$A_{Obj,\,Ast} = \frac{f_{Obj}\,\lambda/Å}{r_0\left(\frac{\triangle f}{f}\right)_{Obj}} = \frac{2\,f_{Obj}\,\lambda/Å}{d_0\left(\frac{\triangle f}{f}\right)_{Obj}}.$$

(In den winkelhalbierenden Linsenebenen zwischen den Ebenen größter und kleinster Brechkraft ist die Abbildung natürlich stigmatisch.) Setzen wir wieder $(\triangle f/f)_{Obj} < 10^{-4}$ und $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Å ein, so ergibt sich $A_{Obj,\,Ast} > 8 \cdot 10^2 \cdot f_{Obj}/d_0$. Da stets $f_{Obj}\,d_0 \geqq 10^3$ ist, und, wie vom Verfasser bereits an anderer Stelle [18] gezeigt, eine Beugungsauflösung $A_{ph} > 10^3$ wegen der endlichen Auflösung der Photoplatte im allgemeinen nicht ausgenutzt werden kann, ist eine Auflösungsbegrenzung durch den Astigmatismus der Objektivlinse nicht zu befürchten.

Der Einfluß des Öffnungsfehlers der Objektivlinse läßt sich an Hand der Abb. 10 ermitteln. Der Strahl 1, der unter dem Beugungswinkel ϑ von einem genau auf der Linsenachse liegenden Präparatpunkt ausgeht, trifft im Achsenabstand $g\vartheta$ auf die Objektivlinse. Ein anderer, zum ersten parallel laufender Strahl 2, der von einer um r_0 von der Linsenachse entfernt liegenden Präparatstelle ausgeht, trifft auf die Linse im Achsenabstand $g\vartheta + r_0$. Hätte die Linse keinen Öffnungsfehler, so würden die Strahlen um $g\vartheta/f_{Obj}$ bzw. $(g\vartheta + r_0)/f_{Obj}$ abgelenkt und schnitten sich in der hinteren Paraxialstrahl-Brennebene im Achsenabstand $\vartheta\,f_{Obj}$ (gestrichelt gezeichnet). Durch den Öffnungsfehler $C_ö$ erfahren sie eine zusätzliche Ablenkung um die Winkel $\alpha_0 = C_ö\,(g\vartheta)^3/f_{Obj}$[1], so daß sie in der Paraxialstrahl-Brennebene den Abstand

$$\delta = f_{Obj}\,(\alpha_r - \alpha_0) \approx 3\,C_ö\,(g\vartheta)^2\,r_0/f_{Obj}^3 \qquad (7)$$

voneinander haben. Hierbei wurden die Glieder mit r_0^2 und r_0^3 vernachlässigt, weil bei den kleinen interessierenden Präparatbereichen $r_0 \approx 1\ \mu$ und daher

für $\vartheta > 10^{-2}$ auch $r_0 \ll g\vartheta$ ist. Bei einem Durchmesser des ausgewählten Bereiches von $d_0 = 2\,r_0$ ist dann $\triangle R = 2\,\delta$. Schließlich kann man noch $g \approx f_{Obj}$ setzen, und daher begrenzt der Öffnungsfehler des Objektivs das Auflösungsvermögen auf

$$A_{Obj,\,C\ddot{o}} = \frac{R_{1\text{Å}}}{\triangle R} = \frac{f_{Obj}\,\lambda/\text{Å}}{3\,C\ddot{o}\,(\lambda/\text{Å})^2\,d_0/f_{Obj}} = \frac{f_{Obj}^2}{3\,C\ddot{o}\,d_0\,\lambda/\text{Å}}. \qquad (8)$$

(Eine der Gl. (8) entsprechende Formel wurde ohne nähere Ableitung bereits von *Haine* [19] angegeben.) Setzt man wieder $f_{Obj} \geqq C\ddot{o}$, $f_{Obj}/d_0 \geqq 10^3$ und $\lambda = 4 \cdot 10^{-2}$ Å, so ergibt sich $A_{Obj,\,C\ddot{o}} > 8 \cdot 10^3$, d. h. auch der Öffnungsfehler des Objektivs begrenzt die Auflösung viel weniger als die Photoplatte.

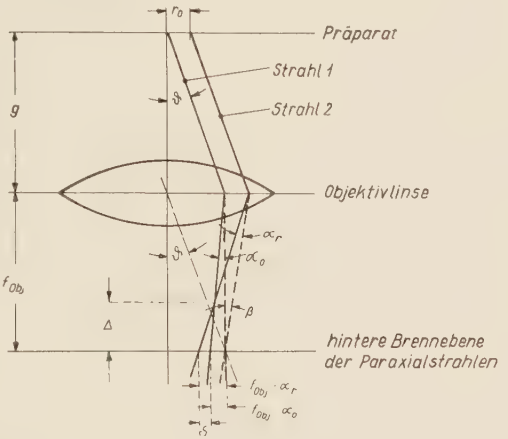


Abb. 10. Zur Berechnung des Einflusses der Linsenfehler der Objektivlinse auf die Beugungsauflösung.

Das in der Paraxialstrahl-Brennebene liegende Fehlerscheibchen der durch Gl. (7) beschriebenen Größe entsteht durch *Seidel*schen Astigmatismus und Bildfeldwölbung. Der Verlauf der von einem kreisförmigen ausgewählten Bereich des Durchmessers $d_0 = 2\,r_0$ um den Winkel ϑ in gleiche Richtung gestreuten Strahlen ist in Abb. 11 wiedergegeben. Die mit 1 und 2 gekennzeichneten Strahlen entsprechen den in Abb. 10 in der Zeichenebene verlaufenden; sie schneiden sich an einer um die Strekke $\triangle$ vor der hinteren Objektivbrennebene liegenden Stelle, an der eine senkrecht auf der Zeichenebene der Abb. 10 stehende und daher den Kreis um die Linsenachse und durch den Schnittpunkt tangierende Brennlinie entsteht. Auch der Strahl 3 läuft in der Zeichenebene der Abb. 10 und geht durch diese Brennlinie. Die Strahlen 4 und 5 sollen im Grund- und Aufriß verfolgt werden, wobei die

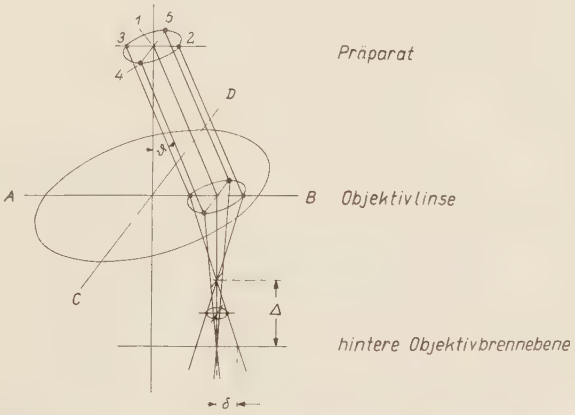


Abb. 11. Zum Auftreten des Seidelschen Astigmatismus in dem in der hinteren Objektivbrennebene entstehenden Elektronenbeugungsdiagramm.

Grundrißebene den Linsenschnitt AB enthält und der Zeichenebene der Abb. 10 entspricht, während die Aufrißebene senkrecht auf der Grundrißebene steht und sowohl die Linsenachse als auch der Linsenschnitt CD in ihr verlaufen. Die Grundrißbahnen der Strahlen 4 und 5 stimmen dann mit der Bahn des Strahles 1 überein; ihre Aufrißbahnen sind vor der Linse achsenparallel und schneiden sich nach der Brechung in der hinteren Paraxialstrahl-Brennebene. Die dort entstehende, radial liegende Brennlinie hat die Länge 2δ. Die hintere Objektivbrennebene wäre also als sagitale Brennfläche zu bezeichnen, während die Schnittpunkte der wie Strahl 1 und Strahl 2 abgebeugten Strahlen auf der tangentialen Brennfläche liegen. Der Abstand $\triangle$ der Punkte der tangentialen Brennfläche von der sagittalen Brennfläche ergibt sich aus Abb. 10 wegen $\triangle/(f_{Obj} - \triangle) = \delta/r_0 = 3C_{\bar{0}}(g\vartheta)^2 f_{Obj}^3 \approx 3\vartheta^2 C_{\bar{0}} f_{Obj} \ll 1$, d. h. also $\triangle \ll f_{Obj}$ zu $\triangle \approx 3\vartheta^2 C_{\bar{0}}$; die tangentiale Brennfläche ist ein Paraboloid mit dem Scheitel im paraxialen Objektivbrennpunkt und der Objektivachse als Achse. Die bei der Ableitung der Gl. (7) fortgelassenen, gegenüber δ vernachlässigbar kleinen Glieder $3C_{\bar{0}}(g\vartheta)\, r_0^2$ und $C_{\bar{0}} r_0^3$ stellen die Koma und den eigentlichen Öffnungsfehler dar. Man sieht, daß bei den Ausdrücken für die *Seidel*schen Aberrationen im Beugungsdiagramm Objektkoordinate und Strahlneigung gegenüber denjenigen, bekannteren Ausdrücken vertauscht sind, die man bei der Berechnung der Aberrationen des Präparatbildes erhält.

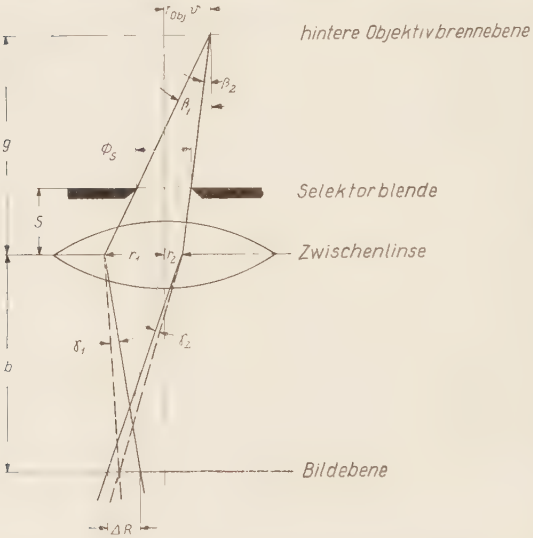


Abb. 12. Zur Berechnung des Einflusses der Linsenfehler der Zwischenlinse auf die Beugungsauflösung.

Leider sind die Verhältnisse, was den axialen Astigmatismus anbetrifft, bei der Zwischenlinse nicht so günstig. Wenn die Selektorblende den Durchmesser Φ_S hat, wird ein Linsengebiet vom Durchmesser $\Phi_L = \Phi_S\, g/(g - s)$ ausgeleuchtet (s. Abb. 12), so daß die bildseitige Apertur $\gamma' = \Phi_L/b = \Phi_S g/b(g - s)$ beträgt. Ist die Linse astigmatisch, so entsteht in der *Gauß*schen Bildebene ein Fehlerscheibchen (Kreis kleinster Verwirrung) vom Durchmesser

$$\triangle R = \frac{\triangle b}{2}\gamma' = \frac{\Phi_S}{2}\frac{g}{g-s}\left(\frac{\triangle b}{b}\right)_{Ast} = \frac{\Phi_S}{2}\frac{g}{g-s}(1 + M_{Zw})\left(\frac{\triangle f}{f}\right)_{Ast}.$$

Hierin bedeuten $(\triangle b/b)_{Ast}$ und $(\triangle f/f)_{Ast}$ die astigmatischen Bild- und Brennweitendifferenzen der Zwischenlinse und M_{Zw} die Zwischenlinsenvergrößerung.

Nun ist weiter $\Phi_s = d_0 M_{Obj} \approx d_0 b_{Obj}/f_{Obj} \approx d_0 (g - s)/f_{Obj}$, und außerdem ist der Radius des Beugungsringes vom Beugungswinkel $\vartheta = \lambda/\text{Å}$ in der Projektivgegenstandsebene $R_{1\text{Å}} = f_{Obj}\, \lambda/\text{Å}\, M_{Zw}$. Setzt man dies ein, so ergibt sich als Beugungsauflösung

$$A_{Zw,\,Ast} = \frac{R_{1\text{Å}}}{\triangle R} = \frac{f_{Obj}\, M_{Zw}\, \lambda/\text{Å}}{d_0\, g\, (1 + M_{Zw})(\triangle f/f)_{Ast}/2 f_{Obj}} \approx \frac{2 f_{Obj}^2\, \lambda/\text{Å}}{d_0\, g\, (1 + 1/M_{Zw})(\triangle f/f)_{Ast}}. \tag{9}$$

Setzen wir die für das Elmiskop I gültigen Werte und $d_0 = 2\,\mu$ ein, so ist $A_{Zw,\,Ast} = 2{,}4/(\triangle f/f)_{Ast}$. Bei dem benutzten Gerät war $(\triangle f/f)_{Ast} \approx 4 \cdot 10^{-3}$, so daß die Auflösung durch den Zwischenlinsenastigmatismus auf etwa $A_{Zw,\,Ast} \approx 600$ begrenzt wurde.

Welchen Einfluß der Öffnungsfehler der Zwischenlinse ausübt, kann man an Hand von Abb. 12 berechnen. Das im Achsenabstand $f_{Obj}\vartheta$ von der hinteren Objektivbrennebene ausgehende Strahlenbüschel „projiziert" die Selektorblende als asymmetrische Öffnungsblende in die Zwischenlinsenebene. Die in der Zeichenebene am Rand der Selektorblende laufenden Strahlen haben die Neigung $\beta_1 = \left(f_{Obj}\vartheta + \frac{\Phi_s}{2}\right)/(g - s)$ bzw. $\beta_2 = \left(f_{Obj}\vartheta - \frac{\Phi_s}{2}\right)/(g - s)$ gegen die Linsenachse und treten in die Linse im Achsenabstand $r_1 = \frac{\Phi_s}{2} + \beta_1 s = \left(\frac{g\,\Phi_s}{2} + s\, f_{Obj}\vartheta\right)/(g - s)$ bzw. $r_2 = \frac{\Phi_s}{2} - \beta_2 s = \left(\frac{g\,\Phi_s}{2} - s\, f_{Obj}\vartheta\right)/(g - s)$ ein. (Wenn $r_2 > 0$ ist, liegen diese Punkte – von der Linsenmitte aus gesehen – auf verschiedenen Seiten, wenn $r_2 < 0$ ist, auf der gleichen Seite des Durchmessers.) Hätte die Linse keinen Öffnungsfehler, so würden sich die Strahlen in der Bildebene schneiden (gestrichelter Strahlverlauf). Der Öffnungsfehler $C_ö$ bewirkt eine zusätzliche Ablenkung um die Winkel $\gamma_1 = C_ö\, r_1^3/f_{Zw}^4$ und $\gamma_2 = C_ö\, r_2^3/f_{Zw}^4$, so daß die Strahlen in der Bildebene den Abstand

$$\triangle R = b\,(\gamma_1 + \gamma_2) = \frac{2\,b\,C_ö}{f_{Zw}^4\,(g - s)^3}\left\{\left(\frac{g\,\Phi_s}{2}\right)^3 + 3\,\frac{g\,\Phi_s}{2}\,(s\, f_{Obj}\vartheta)^2\right\}$$

haben. (Die Breite des Fehlerscheibchens senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 12 erhält man hieraus mit $\vartheta = 0$; es hat also elliptische Gestalt.) Dann ist das Auflösungsvermögen mit $R_{1\text{Å}} = f_{Obj}\vartheta\, b/g$ und $\vartheta = \lambda/\text{Å}$:

$$A_{Zw,\,C_ö} = \frac{R_{1\text{Å}}}{\triangle R}\,\frac{f_{Obj}\, f_{Zw}^4\,(g - s)^3\,\lambda/\text{Å}}{\Phi_s\, C_ö\, g^2\left\{\left(\frac{g\,\Phi_s}{2}\right)^2 + 3\,(s\, f_{Obj}\,\lambda/\text{Å})^2\right\}} \approx \frac{f_{Zw}^4\,\lambda/\text{Å}}{d_0\, C_ö\left\{\frac{d_0^2 g^4}{4\, f_{Obj}^4} + 3\,\frac{s^2\,(\lambda/\text{Å})^2}{\left(1 - \frac{s}{g}\right)^2}\right\}}. \tag{10}$$

Hierbei wurde $b_{Obj} \approx g - s$, $M_{Obj} \approx b_{Obj}/f_{Obj} \approx (g - s)/f_{Obj}$ und $\Phi_s = d_0 M_{Obj}$ benutzt. Einsetzen der weiter oben aufgeführten Gerätekonstanten des Elmiskops I liefert bei $d_0 = 2\,\mu$ und $\lambda = 4 \cdot 10^{-2}$ Å den Wert $A_{Zw,\,C_ö} \approx 3 \cdot 10^4$,

so daß der Öffnungsfehler der Zwischenlinse keine merkliche Begrenzung der Auflösung zur Folge hat. Bei der numerischen Rechnung zeigt sich, daß die Auflösung – wie beim Objektiv – überwiegend durch den vom zweiten Summanden der geschweiften Klammer erfaßten *Scheibel*schen Astigmatismus begrenzt wird.

Während bei der stark vergrößerten Abbildung des Präparats die Einfallsapertur der Projektivlinse sehr klein ist (die wirksame Strahlquelle ist der Nullstrahl des einstufig abgebildeten Beugungsdiagramms, der dicht hinter der Zwischenlinse liegt und höchstens etwa 1 μ Durchmesser hat), ist die Einfallsapertur bei der Abbildung des Beugungsdiagramms um etwa zwei Größenordnungen höher. Die wirksame Beleuchtungsquelle für einen in die Projektivgegenstandsebene einstufig abgebildeten Beugungsreflex wird jetzt durch die in die Zwischenlinse projizierte Selektorblendenöffnung gebildet. Das Projektionszentrum ist dabei der zu dem „Bildreflex" gehörende und in der hinteren Objektivbrennebene liegende „Gegenstandsreflex". Wegen der im Vergleich zur Abbildung erheblich größeren Bestrahlungsapertur könnten daher Astigmatismus und Öffnungsfehler des Projektivs unter Umständen die Auflösung beeinträchtigen. Wenn man jedoch beachtet, daß Zwischenlinse und Selektorblende annähernd in der Mitte zwischen Objektiv und Projektiv liegen, so kann man – ebenso wie bei der Abschätzung der Zerdrehung – den Strahlengang im Projektiv als Strahlengang im Objektiv bei umgedrehter Strahlrichtung auffassen. Die auf die Projektivgegenstandsebene bezogenen Fehlerscheibchen entsprechen denjenigen in der hinteren Objektivbrennebene, die bereits berechnet wurden, so daß eine Beschränkung des Auflösungsvermögens trotz der größeren Bestrahlungsapertur nicht zu befürchten ist.

2.2. Die Begrenzung der Beugungsauflösung durch das Bestrahlungssystem

Wenn man annimmt, daß die Elektronenquelle durch ein fehlerfreies Linsensystem auf dem Endbildschirm abgebildet wird, ist das Auflösungsvermögen bekanntlich durch die Apertur $2\,\beta$ des auf das Präparat einfallenden Strahlenbündels gegeben und beträgt, bezogen auf den Beugungswinkel $\vartheta = \lambda/\text{Å}$ (s. z. B[19]),

$$A_\beta = \frac{\lambda/\text{Å}}{2\,\beta} = \frac{q}{Q}\,\lambda/\text{Å}\,.$$

Hier bedeutet q die Entfernung der Elektronenquelle des Durchmessers Q vom Präparat.

Bei Benutzung von einstufigen langbrennweitigen Kondensoren, die meist etwa $q \approx 100$ mm vom Objektiv entfernt angeordnet sind, läßt sich mit Öffnungsblenden von einem Durchmesser Q bis herab zu 10 μ bei $\lambda = 4 \cdot 10^{-2}$ Å ein Auflösungsvermögen $A_\beta \approx 400$ erreichen, ohne daß jedoch die durch die Photoplatte bedingte Auflösungsgrenze schon voll ausgenutzt wird.

Diese Grenze konnte der Verfasser [20] im Laufe von Versuchen an einem Elmiskop I erreichen. Hier wurde der engste Strahlquerschnitt vor der Kathode mit Hilfe der kurzbrennweitigen ersten Kondensorlinse etwa 50fach verkleinert abgebildet, wodurch eine sehr kleine Strahlquelle von etwa

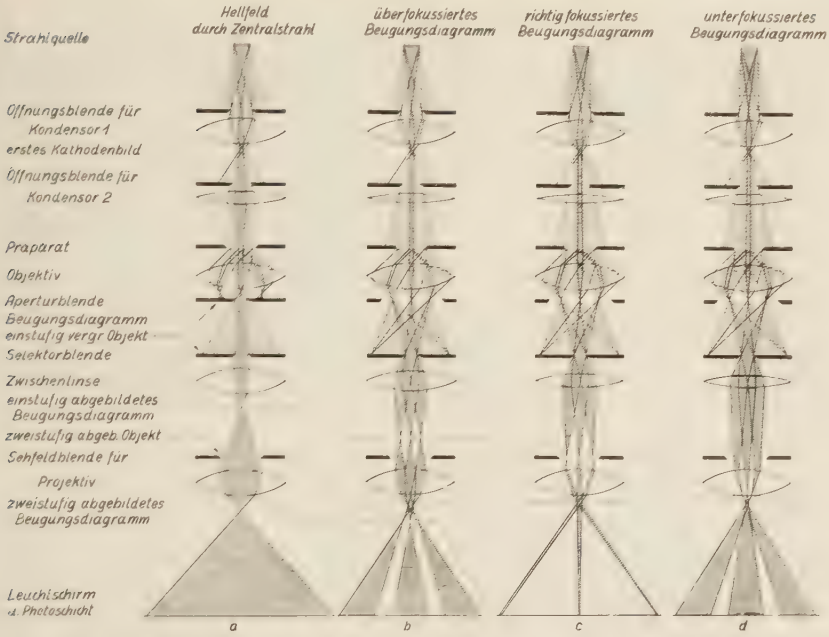


Abb. 13. Strahlengänge zur Feinbereichsbeugung bei hoher Beugungsauflösung. (Die defokussierten Diagramme b und d werden in Abs. 2.3. besprochen.)

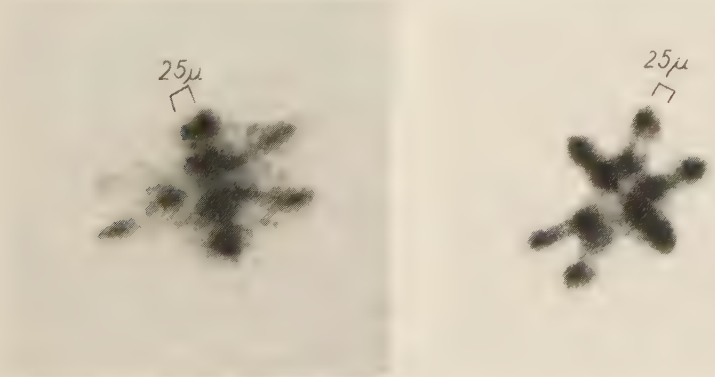


Abb. 14. Zur Begrenzung der Beugungsauflösung durch die Körnigkeit der Photoplatte. Die Verdopplung der gezeigten Feinstrukturen von MgO-Kristallen wurde dadurch hervorgerufen, daß jeweils zwei dicht nebeneinanderliegende Kristalle fast gleiche Orientierung hatten und gleichzeitig in Reflexionsstellung waren.

$Q = 1.5\,\mu$ Durchmesser entstand (Abb. 13). Bei sehr schwach erregtem zweitem Kondensor (Abb. 13c) war $2\,\beta \approx 10^{-5}$ und $A_\beta \approx 4000$. Die Zwischenlinse hatte eine astigmatische Brennweitendifferenz von $(\Delta f)_{\mathrm{Ast}} \approx 4 \cdot 10^{-3}$, was

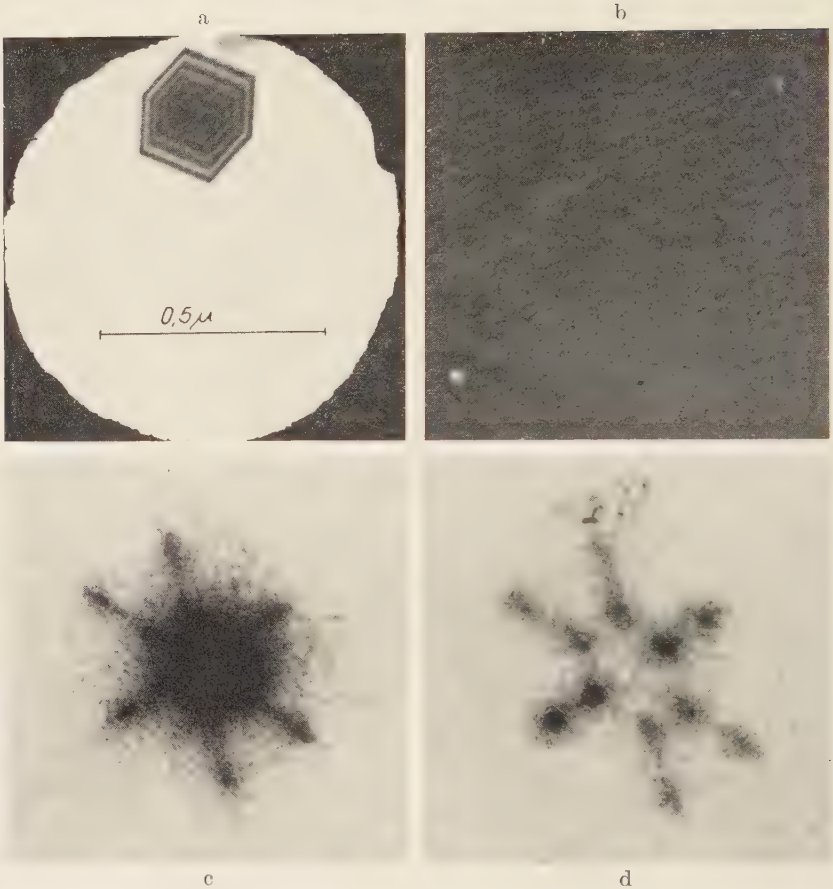


Abb. 15. Hochauflösende Feinbereichsbeugung an einem einzelnen MgO-Kristall.

a) Abbildung.
b) Beugungsdiagramm; links unten der Nullstrahl; rechts oben ein 220-Reflex.
c) Lichtmikroskopische Vergrößerung der am Nullstrahl liegenden Feinstrukturfigur.
d) Lichtmikroskopische Nachvergrößerung der Feinstrukturfigur des 220-Reflexes.

bei $d_0 \sim 2\ \mu$ nach Gleichung (9) die Auflösung auf $A_{Zw,\,Ast} \approx 600$ beschränkt hätte. Glücklicherweise wirkt aber häufig, z. B. bei der Auflösung der nach der dynamischen Theorie der Elektroneninterferenzen (s. z. B. [21, 22]) zu erwartenden Feinstruktur eines jeden Beugungsreflexes, nicht die Selektorblendenöffnung selbst, sondern nur das in sie fallende erste Zwischenbild des betreffenden beugenden Kristalls als Öffnungsblende. Da die als Versuchsobjekt benutzten Magnesiumoxydkristalle weniger als 0,5 μ groß waren, durfte man dann nach Gl. (9) ein Auflösungsvermögen von $A_{Zw,\,Ast} > 2000$

erwarten. Deshalb entspricht der beobachtete Abstand von Feinstrukturreflexen, die bei etwa 540 mm Kameralänge auf der Photoplatte in einem gegenseitigen Abstand von etwa 0,025 mm gerade noch getrennt waren, der photographischen Auflösungsgrenze $A_{ph} \approx 10^3$ (Abb. 14). Bei dieser hochauflösenden Feinbereichsbeugung lassen sich auch Feinstrukturen in der direkten Nachbarschaft des ungestreuten Strahles beobachten (siehe Abb. 15), die bei gewöhnlichen Beugungsaufnahmen durch Überlagerung der in kleine Winkel gestreuten Intensität vieler unregelmäßig angeordneter Kristalle und der Trägerfolie überdeckt werden. Bei der sehr kleinen Bestrahlungsapertur $2\,\beta \approx 10^{-5}$ reicht die Stromdichte im Präparat für das Scharfstellen während der Abbildung nicht aus. Daher wurde zum Auswählen eines geeigneten Kristalls während der optischen Abbildung des Präparats die Kondensorbrechkraft vergrößert und dabei Bestrahlungsapertur, Stromdichte und Bildhelligkeit bis zu den für die mikroskopische Abbildung üblichen Werten erhöht (s. Abb. 13a).

2.3. Das defokussierte Beugungsdiagramm

Wenn man, von einem scharfgestellten Laue-Diagramm ausgehend, die Zwischenlinse etwas defokussiert, so erscheint auf dem Leuchtschirm ein schachbrettartig angeordnetes System von nicht ganz scharfen Dunkelfeldbildern (Abb. 16), das defokussierte Beugungsdiagramm. Jedes einzelne dieser Dunkelfeldbilder ist – je nach der Art der Entstehung – entweder als Lochkamerabild oder als Schattenprojektion desjenigen Präparatbereiches zu betrachten, dessen abgebeugte Strahlenintensität zu dem betreffenden Reflex beiträgt. Die Strahlengänge hierfür sind in Abb. 13b und 13d dargestellt. Beim überfokussierten Beugungsdiagramm (Abb. 13b) hat die Zwischenlinse stärkere Brechkraft als bei der Abbildung des Beugungsdiagramms selbst, und das zweistufig abgebildete Beugungsdiagramm liegt zwischen dem Projektiv und dem Leuchtschirm. Daher ist das überfokussierte Beugungsdiagramm das Lochkamerabild des zweistufig abgebildeten Objektes, wobei die Reflexe im zweistufig abgebildeten Beugungsdiagramm als Lochkameraöffnung wirken. Dagegen entsteht das unterfokussierte Beugungsdiagramm durch Schattenprojektion des zweistufig abgebildeten Objektes mit den Reflexen des einstufig abgebildeten Beugungsdiagramms als Projektionszentren (Abb. 13d). Beim überfokussierten Diagramm ist die Orientierung der Lochkamerabilder um 180° gegen die Orientierung der Schattenprojektionsbilder des unterfokussierten Diagramms gedreht, weil die Projektionszentren bei ersterem unter und bei letzterem über dem zweistufig abgebildeten Objekt liegen. Daher ist, wenn man von der geringen Drehung während des Defokussierens der Zwischenlinse absieht, das unterfokussierte Diagramm zum scharfgestellten Diagramm ebenso orientiert, wie bei einem linsenlos ausgeführten Beugungsversuch das Präparat zum Beugungsdiagramm orientiert ist.

Das defokussierte Beugungsdiagramm ist für die Kontrolle, ob der beugende Präparatbereich dem ausgewählten Gebiet genau genug entspricht, eine nützliche Hilfe, weil in den Dunkelfeld-Schattenbildern die beugenden Bereiche direkt sichtbar werden. Wenn zum Beispiel wegen fehlerhaften

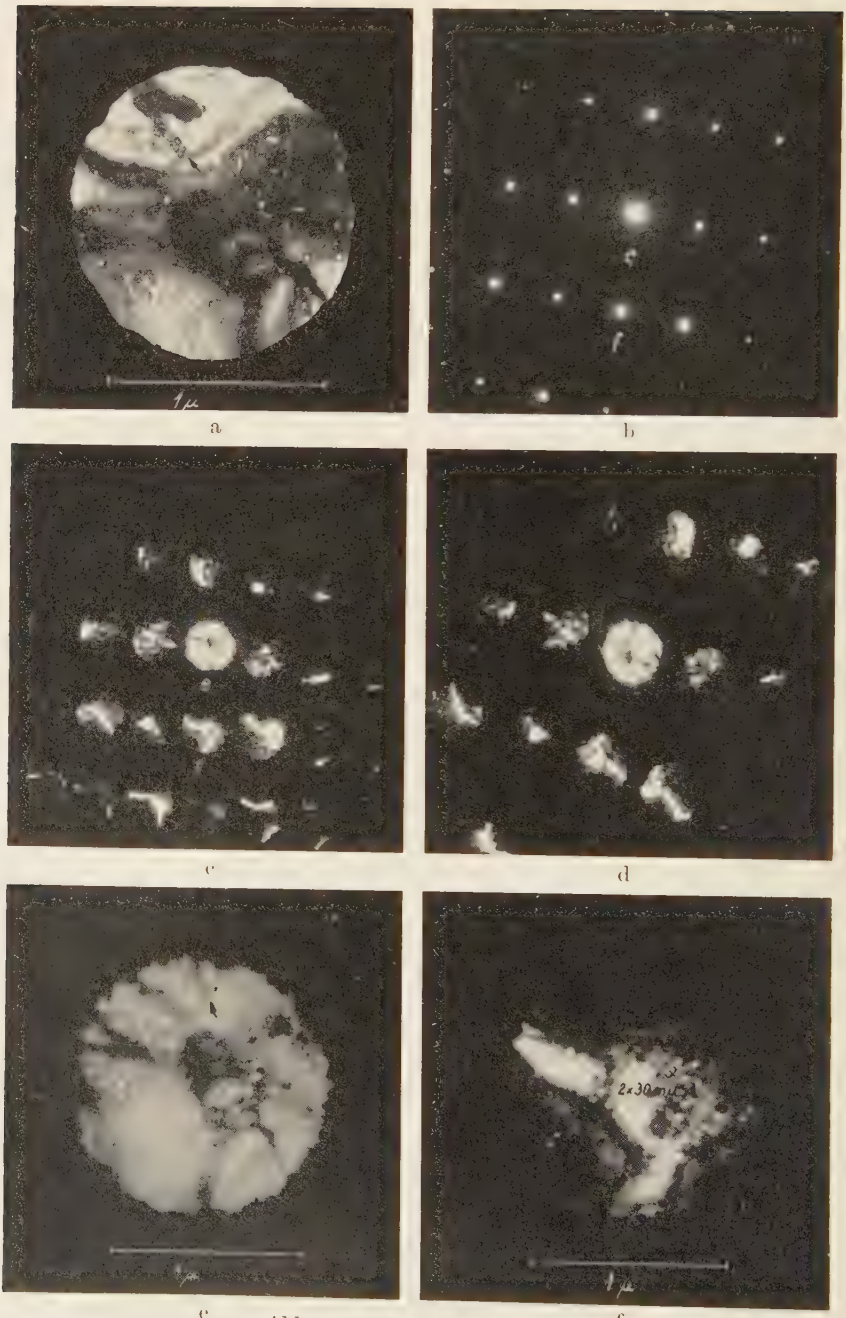


Abb. 16. Text nebenstehend.

Einstellens der Objektivlinse die erste Zwischenbildebene nicht in die Selektorblendenebene fällt und daher die Präparatbereiche, aus denen die abgebeugten Strahlen des Beugungsdiagramms kommen, stärker gegen den im Hellfeldbild ausgewählten Bereich verschoben sind (s. [12]), kann man diese Fehleinstellung im defokussierten Beugungsdiagramm erkennen. Mit Hilfe des zum unabgelenkten Strahl gehörenden Bildes im defokussierten Diagramm kann man auch den Querablenkfehler (s. [12]) bestimmen. Letzterer tritt bekanntlich auf, weil man beim Übergehen von der Abbildung des Präparates zur Abbildung des Beugungsdiagramms die Durchflutung der Zwischenlinse verkleinern muß; dabei verringert sich auch das in den Raum zwischen Objektivlinse und Selektorblende eingreifende magnetische Streufeld dieser Linse, so daß die hierdurch hervorgerufene und bei der Abbildung des Präparates vorliegende seitliche Verschiebung des ersten Zwischenbildes teilweise rückgängig gemacht wird. Das Beugungsdiagramm gehört dann zu einem Präparatbereich, der gegen den im Hellfeldbild ausgewählten verschoben ist. Den Querablenkfehler bestimmt man daher am besten aus der Verschiebung des aus dem Nullstrahl entstehenden Hellfeld-Schattenbildes gegen den bei scharfer Abbildung der Selektorblende abgebildeten Bereich. Die zur Defokussierung notwendige Änderung des Zwischenlinsenstromes beträgt nur etwa 20% der beim Übergang zur Abbildung der Selektorblende notwendigen Durchflutungsänderung, so daß auch der der Durchflutungsänderung ungefähr proportionale Querablenkfehler auf etwa ein Fünftel reduziert wird. So bestimmt man beispielsweise aus der Verschiebung der in Abb. 16a und 16e durch einen Pfeil gekennzeichneten Präparatstelle den Querablenkfehler zu etwa 0,25 μ. Eine noch genauere Bestimmung des Querablenkfehlers bei scharfgestelltem Beugungsdiagramm kann man dadurch vornehmen, daß man ihn in je einem im gleichen Maß über- und unterfokussierten Diagramm bestimmt und dann mittelt.

Es soll nun abgeschätzt werden, welche mikroskopische Auflösung im defokussierten Beugungsdiagramm zu erwarten ist. Hierzu sei für das überfokussierte Diagramm der zu einem beliebigen Reflex oder dem Nullstrahl gehörende Strahlengang zwischen Objektiv und Projektiv (Abb. 17) betrachtet. Der in der hinteren Objektivbrennebene liegende Reflex vom Durchmesser q_0 hat in der über der Projektivgegenstandsebene liegenden Scharfstellebene des Beugungsdiagramms den Durchmesser $q_1 = q_0\, b/g$. In der Zwischenlinse wird ein kreisförmiger Bereich vom Durchmesser $\Phi_L = \Phi_s\, g/(g - s)$ ausgeleuchtet, wenn Φ_s der Durchmesser der ebenfalls kreis-

Abb. 16. Defokussierte Beugungsdiagramme.
a) Scharfgestellte Aufnahme des beugenden Bereiches.
b) Scharfgestelltes Beugungsdiagramm.
c) Überfokussiertes Beugungsdiagramm.
d) Unterfokussiertes Beugungsdiagramm.
e) Das Nullstrahl-Lochkamerabild.
f) Das zu einem abgebeugten Strahl gehörende Lochkamerabild des überfokussierten Diagramms in stärkerer Vergrößerung; die entsprechenden Strahlen und Lochkamerabilder sind in b) und c) ebenfalls mit e und f gekennzeichnet.

förmigen Selektorblende ist. Dann ist der Durchmesser Φ_B des zu dem Reflex gehörenden defokussierten Bildes des ausgewählten Bereiches vom Durchmesser d_0:

$$\Phi_B = \Phi_L \frac{p - b}{b} = \Phi_s \frac{g\,(p - b)}{b\,(g - s)} = d_0\, M_{Obj} \frac{g\,(p - b)}{b\,(g - s)}.$$

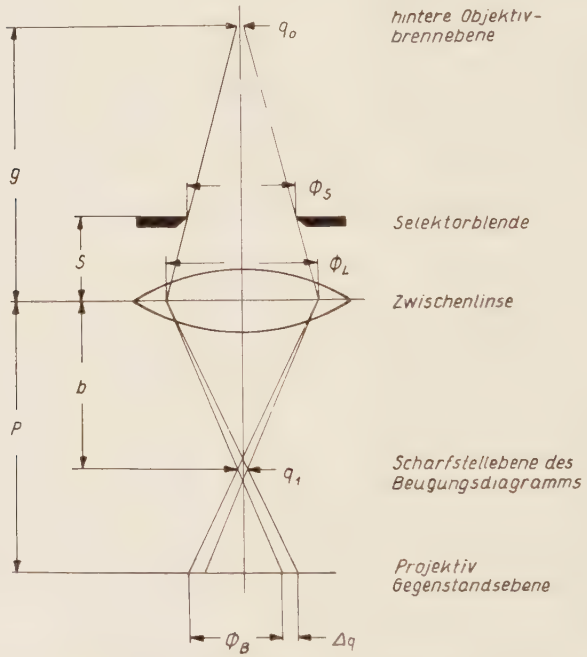


Abb. 17. Zur Berechnung der Auflösung im defokussierten Beugungsdiagramm.

Man kann daher die Größe

$$M_{def} = M_{Obj} \frac{g\,(p - b)}{b\,(g - s)}$$

als Vergrößerung des defokussierten Beugungsdiagramms auffassen. Durch die endliche Größe des Reflexbildes q_1, das als Projektionszentrum wirkt, wird in der Projektivgegenstandsebene ein Fehlerscheibchen vom Durchmesser $\Delta q = q_1\, p/b = q_0\, p/g$ hervorgerufen, das, auf die Objektebene bezogen, den Durchmesser

$$\delta_q = \frac{\Delta q}{M_{def}} = \frac{q_0\, p\, b\,(g - s)}{M_{Obj}\, g^2\,(p - b)}$$

hat und das schattenmikroskopische Auflösungsvermögen angibt. Es hängt über q_0 mit dem Beugungsauflösungsvermögen $A_\beta = R_{1\text{Å}}/\Delta R = f_{Obj}\,\lambda/\text{Å}/q_0$ zusammen:

$$\delta_q = \frac{f_{Obj}\,\lambda/\text{Å}}{M_{Obj}\,A_\beta}\,\frac{p\,b\,(g-s)}{g^2\,(p-b)} \approx \frac{f_{Obj}^2\,\lambda/\text{Å}}{A_\beta}\,\frac{p\,b}{g^2(p-b)}\,.$$

Hier wurde noch $M_{Obj} \approx (g - s)/f_{Obj}$ benutzt. Ohne den einfachen Beweis auszuführen, sei noch erwähnt, daß zur Berechnung der Auflösung des unterfokussierten Diagramms in obiger Gleichung $(p - b)$ durch $(b - p)$ zu ersetzen ist. Beim überfokussierten Diagramm ist ungefähr $b \approx p - b$, so daß man bei mittlerer Beugungsauflösung $A_\beta \approx 200$ für das Elmiskop I $\delta_q \approx 30\,m\mu$ erhält (s. Abb. 16f).

3. Vergleich der Ergebnisse mit strengeren Rechnungen

Es wäre natürlich interessant zu wissen, wie stark die hier abgeleiteten Ergebnisse bei strengerer Rechnung korrigiert werden müßten. Da das Präparat praktisch achsenparallel beleuchtet wird, könnte man daran denken, die von *Noven* und *Lenz* [5] abgeleiteten Fehlerausdrücke zur Berechnung der Aberrationen des Objektivs zu benutzen, denn sowohl das Präparat als auch das Beugungsdiagramm liegen am Rande des Linsenfeldes und daher schon fast im feldfreien Raum, was bei diesen Rechnungen vorausgesetzt wird; allerdings erscheint es zweifelhaft, ob die zweite Voraussetzung, daß nämlich der Strahlverlauf auch in der Linse durch zwei Geradenstücke beschrieben werden kann, eine ausreichende Näherung ist. Eine zweite, bessere Näherung erhält man, wenn man - ähnlich wie in Abs. 1.2. - den umgekehrten Strahlenverlauf betrachtet. Hier entspricht das in der Objektivbrennebene liegende Beugungsdiagramm einem bei hoher Vergrößerung abgebildeten Objekt und der in der Präparatebene befindliche ausgewählte Bereich der Austrittsblende. Die Aberrationen im Beugungsdiagramm lassen sich dann aus den für hochvergrößerte Abbildung ursprünglich von *Glaser* [6] abgeleiteten und von *Jandeleit* [10] korrigiert wiedergegebenen Bildfehlerkoeffizienten ausrechnen. Dabei wird allerdings der Einfluß des zwischen hinterer Objektivbrennebene und Zwischenlinse liegenden abklingenden Objektivfeldes vernachlässigt. Da dieses Feld aber schon sehr schwach ist, braucht man wohl keine Verfälschung der Ergebnisse zu befürchten. In Tabelle I sind die für die Objektivlinse des Elmiskops I erhaltenen Resultate dieser Rechnungen sowie diejenigen der vorliegenden Arbeit (als „dünne Linse" gekennzeichnet) zusammengefaßt. Man erkennt, daß die in letzterer abgeleiteten Werte überraschend gut mit den nach *Jandeleit* [10] berechneten übereinstimmen, während die nach *Noven* und *Lenz* [5] ermittelten Aberrationen stärker abweichen. Nur bei der Zerdrehung ist der nach *Jandeleit* [10] errechnete Wert etwa 40% kleiner als der in Abs. 1.2. erhaltene; er entspricht damit im Rahmen der Meßgenauigkeit den experimentellen Resultaten. Es könnte daher sein, daß die von *Liebmann* [8] angegebenen Zerdrehungsfehler zu groß sind.

Leider konnte eine entsprechende Kontrolle für die Aberrationen der Zwischenlinse nicht vorgenommen werden, weil die unabgelenkten Strahlen nicht parallel in die Linse einfallen und daher das Beugungsdiagramm nicht in der hinteren Zwischenlinsenbrennebene entsteht, sondern in der weit davon entfernt liegenden Projektivgegenstandsebene. Da die Zwischenlinse

aber viel schwächer ist als die Objektivlinse und außerdem Gegenstand und Bild weit von der Linse entfernt sind, scheint es auch hier keine Bedenken gegen die Benutzung des Modells der dünnen Linse zu geben.

Tabelle 1

	Begrenzung des Beugungsauflösungsvermögens $A = \frac{R_{1Å}}{\triangle R}$ bei U = 80 kV bzw. $\vartheta = 4 \cdot 10^{-2}$ durch			Verzeichnung bei $\vartheta = 10^{-1}$	
	Öffnungsfehler	Koma	*Seidel*schen Astigmatismus	radiale Verzeichnung	Zerdrehung
Noven/Lenz	$4{,}3 \cdot 10^8$	$1{,}1 \cdot 10^6$	$0{,}44 \cdot 10^4$	$5{,}0 \cdot 10^{-2}$	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$
Jandeleit	$3{,}8 \cdot 10^8$	$2{,}4 \cdot 10^6$	$1{,}0 \cdot 10^4$	$0{,}9 \cdot 10^{-2}$	$0{,}9 \cdot 10^{-2}$
dünne Linse	$4{,}1 \cdot 10^8$	$2{,}5 \cdot 10^6$	$1{,}1 \cdot 10^4$	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$*

* Nach *Liebmann*.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dr. *P. Schiske* für wertvolle Ratschläge in theoretischen Fragen und Herrn *J. Radtke* für die Ausführung numerischer Rechnungen.

Literatur

[1] *J. B. Le Poole*, Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips' Techn. Rundsch. *9* (1947) 33.
[2] *A. A. Lebedeff*, A focusing method for producing electron diffraction patterns. Nature *128* (1931) 491.
[3] *A. Grümm, J. Wagner*, Die Deformation von Elektronen-Beugungsringen durch Linsenfehler. Acta Phys. Austr. *9* (1954) 33.
[4] *F. Lenz*, Die Bildfehler im elektronenoptischen Beugungsbild. Optik *16* (1959) 457.
[5] *H. Noven, F. Lenz*, Theoretische Untersuchungen über die Bildfehler in Elektronenbeugungsbildern. Z. angew. Phys. *11* (1959) 375.
[6] *W. Glaser*, Grundlagen der Elektronenoptik. Wien, Springer-Verlag 1952.
[7] *G. Liebmann, E. M. Grad*, Imaging properties of a series of magnetic electron lenses. Proc. Phys. Soc. London B *64* (1951) 956.
[8] *G. Liebmann*, Magnetic electron microscope projector lenses. Proc. Phys. Soc. London B *65* (1952) 94.
[9] *O. Jandeleit, F. Lenz*, Berechnung der Bildfehlerkoeffizienten magnetischer Elektronenlinsen in Abhängigkeit von der Polschuhgeometrie und den Betriebsdaten. Optik *16* (1959) 87.
[10] *O. Jandeleit*, Berechnung der Bildfehlerkoeffizienten magnetischer Elektronenlinsen in Abhängigkeit von Polschuhgeometrie und Linsenstärke. Diplomarbeit, Techn. Hochschule Aachen (1957).
[11] *H. Mahl, A. Recknagel*, Über den Öffnungsfehler von elektrostatischen Elektronenlinsen. Z. Physik *122* (1944) 660.
[12] *W. D. Riecke*, Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von abgebildetem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang. Optik *18* (1961) 278.

[13] *E. Gütter*, Zur Auswertung und Korrekturmöglichkeit von Beugungsbildern im *Boersch*schen Strahlengang. Optik *13* (1956) 289.
[14] *G. Liebmann*, A unified representation of magnetic electron lens properties. Proc. Phys. Soc. London B *68* (1955) 737.
[15] *W. D. Riecke, E. Ruska*, Über ein Elektronenmikroskop mit Einrichtungen für Feinbereichsbeugung und Dunkelfeldabbildung durch Einzelreflex. Z. wiss. Mikroskopie *63* (1957) 288.
[16] *W. D. Riecke*, Über eine neue Einrichtung zur Feinstrahlbeugung. IV. Int. Kongr. für Elektronenmikroskopie Berlin 1958, Verh. I, 189, Springer-Verlag, Berlin 1960.
[17] *P. A. Stojanow*, Stigmatoren für ein Mehrlinsen-Mikroskop. IV. Int. Kongr. für Elektronenmikroskopie Berlin 1958, Verh. I, 61, Springer-Verlag, Berlin 1960.
[18] *W. D. Riecke*, Über ein Elektronenbeugungsgerät mit Hilfselektronenstrahl zum Erhitzen massiver Präparate. Z. wiss. Mikroskopie *63* (1958) 427.
[19] *M. E. Haine, R. S. Page, R. G. Garfitt*, A three-stage electron microscope with stereographic, dark field, and electron diffraction capabilities. J. appl. Physics *21* (1950) 173.
[20] *W. D. Riecke*, Investigation of high resolution electron diffraction patterns from individual micro-crystals by using a three-stage electron microscope. Electron Microscopy. Proc. of the Stockholm Conference. Almqvist & Wiksell, Stockholm 1956, S. 98.
[21] *K. Molière, H. Niehrs*, Interferenzberechnung von Elektronenstrahlen I. Zur Theorie der Elektroneninterferenzen an parallelepipedischen Kristallen. Z. Physik *137* (1954) 445.
[22] *H. J. Altenhein, K. Molière*, Interferenzberechnung von Elektronenstrahlen II. Die Feinstruktur der Interferenzen von Magnesiumoxydkristallen. Z. Physik *139* (1954) 103.

(Eingegangen am 27. 4. 1961)

Optik

Optik 19
Heft 2, 1962

Sonderabdruck 19. Band 1962, Seite 81–116
Herausgeber: Dr. Fr. Gößler und Dr. N. Günther

WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

DK 535.42:537.533

Feinstrahl-Elektronenbeugung mit dreistufigem Kondensor und langbrennweitiger letzter Kondensorstufe[1]

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut
der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

Inhaltsangabe

Es wird eine neue Methode zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen kleiner ausgewählter Bereiche elektronenmikroskopischer Durchstrahlungspräparate beschrieben, wobei der minimale Durchmesser des beugenden Bereiches 0,1 μ beträgt. Die Bereichsauswahl wird so vorgenommen, daß allein der interessierende Präparatteil beleuchtet wird. Als Beleuchtungssystem diente ein dreistufiger Kondensor. Er bestand aus zwei kurzbrennweitigen elektromagnetischen Linsen, die die Strahlquelle zweistufig stark verkleinerten, und einer langbrennweitigen elektromagnetischen Linse, die dieses Strahlquellenbild schwach vergrößert in die Präparatebene übertrug. Diese langbrennweitige Linse mußte – verglichen mit den sonst üblichen langbrennweitigen Linsen – besonders kleine Aberrationen haben, damit das Fehlerscheibchen in der Bildebene klein gegen 0,1 μ war. Das dreistufige Abbildungssystem bestand aus einer elektromagnetischen Objektiv- und einer ebensolchen Projektivlinse sowie einer elektrostatischen Zwischenlinse. Durch Einstellen der Zwischenlinsenbrechkraft konnten abwechselnd das Bild des Präparates und das in der hinteren Objektivbrennebene liegende Beugungsdiagramm auf den Endbildschirm projiziert werden. Eine magnetische Zwischenlinse durfte an Stelle der elektrostatischen nicht verwendet werden, weil die Veränderung ihres magnetischen Streufeldes bei Änderung der Zwischenlinsenbrechkraft die Feinstrahlsonde seitlich verschoben und somit von der ausgewählten Präparatstelle fortbewegt hätte.

Abstract

A new method for producing electron diffraction patterns of small selected areas of transmission specimens used in the electron microscope is described. The minimum diameter of the diffracting region is about 0.1 μ. The area is selected for examination

[1] D 188 (3. Mitteilung).

by limiting the illumination to this part of the specimen. The illumination is produced by means of a three stage condenser consisting of two magnetic lenses of short focal length, which form (in two stages) a reduced image of the electron source, and a long focal length magnetic lens which projects this image (slightly enlarged) into the specimen plane. For this purpose it is essential to use a long focus lens with very much smaller aberrations than those normally associated with long focus lenses in electron microscopes, since the size of its geometrical aberration patch in the image plane must be considerably smaller than 0.1 μ. The three stage imaging system consists of an electromagnetic objective lens, an electromagnetic projection lens, and an electrostatic intermediate lens. Adjustment of the power of the intermediate lens enables either the image of the specimen or the diffraction pattern formed in the back focal plane of the objective lens to be projected on to the screen. A magnetic intermediate lens cannot be used in place of the electrostatic lens since changes in the power of a magnetic lens are accompanied by corresponding changes in its stray magnetic field, which would result in a shift of the illuminating electron probe away from the selected area.

Résumé

On décrit une nouvelle méthode pour la production de diagrammes de diffraction électronique de petites aires sélectionnées de spécimens à transmission employés dans le microscope électronique. Le diamètre minimum de la région diffractive est d'environ 0,1 μ. On sélectionne l'aire à examiner de façon à ce que l'éclairage soit limité à cette partie du spécimen. L'éclairage provient d'un condenseur à trois étages consistant en deux lentilles magnétiques à courte focale, qui forment (en deux étages) une image réduite de la source électronique, et en une lentille magnétique à longue focale, qui projette cette image (légèrement aggrandie) dans le plan spécimen. Il faut employer une lentille à longue focale dont les aberrations sont fortement réduites en comparaison des lentilles à longue focale utilisées normalement, puisque la grandeur de la tache d'aberration géométrique dans le plan image doit être beaucoup moins de 0,1 μ. Le système d'imagerie en trois étages consiste en une lentille-objectif électromagnétique, une lentille de projection électromagnétique et une lentille intermédiaire électrostatique. En ajustant la puissance de la lentille intermédiaire on peut projeter sur l'écran soit l'image du spécimen, soit le diagramme de diffraction formé dans le plan arrière focal de l'objectif. Il est impossible de substituer une lentille magnétique intermédiaire à une lentille électrostatique; car, si l'on changeait la puissance d'une lentille magnétique il s'en suivrait des changements correspondants dans le champ magnétique de dispersion, et la sonde électronique d'éclairage dévierait de l'aire sélectionnée.

Einleitung

Bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung mit dem von *Le Poole* [1] entwickelten Strahlengang kann man bekanntlich Beugungsdiagramme von ausgewählten Präparatbereichen bis zu einem Durchmesser von 1 μ herab erhalten. Die Untersuchung noch wesentlich kleinerer Bereiche ist auf diese Weise aber nicht möglich, weil das Beugungsdiagramm nicht genau von demjenigen Präparatbereich erzeugt wird, dessen erstes Hellfeld-Zwischenbild in die Öffnung der zur Bereichsauswahl benutzten Selektorblende fällt [2]. Öffnungsfehler und ungenaue Einstellung der Objektivlinse verursachen nämlich eine Verschiebung der zu den abgebeugten Strahlen gehörenden Dunkelfeldbilder gegen das Hellfeldbild, wodurch die von der Selektorblendenöffnung ausgeblendeten Dunkelfeldbereiche gegen den ausgewählten Hellfeldbereich um mehrere Zehntel μ verschoben werden.

Offensichtlich entfallen diese Schwierigkeiten, mit denen das Zuordnen des beugenden Gebietes zu einem bestimmten Präparatbereich verbunden ist,

wenn man ausschließlich den ausgewählten Bereich beleuchtet. Geht man dann von der Abbildung des Objektes zur Abbildung des Beugungsdiagramms über, so müssen natürlich auch alle abgebeugten Strahlen zu dem beleuchteten Objektteil gehören.

Eine solche Feinstrahl-Elektronenbeugung im Elektronenmikroskop ist zuerst von *v. Ardenne* [3] untersucht worden. Er bildete die Elektronenquelle mit Hilfe einer dicht vor dem Objektiv angeordneten kurzbrennweitigen magnetischen Kondensorlinse stark verkleinert in die Objektebene ab und erzielte dabei Strahlquerschnitte von etwa 1 μ. Das Beugungsdiagramm wurde nach Ausschalten des Objektivs auf dem Zwischenbildschirm visuell beobachtet. Da die Bestrahlungsblende in der Kondensorlinse – also dicht vor dem Präparat – angeordnet werden mußte, betrug die Bestrahlungsapertur $2\beta \approx 10^{-3}$ und daher das Beugungsauflösungsvermögen nur $A_\beta \approx 40$. *v. Ardenne* [4] gelang es auch auf andere Weise, nämlich bei Benutzung eines konventionellen langbrennweitigen Kondensors, durch Anordnung einer sehr engen Blende von 6 μ Durchmesser dicht vor dem Objekt die Ausdehnung des bestrahlten Bereichs zu begrenzen. Die erstgenannte Anordnung scheint sich praktisch nicht bewährt zu haben [5], und auch von der zweiten sind dem Verfasser die Elektronenbeugung betreffende Anwendungen nicht bekannt geworden. Auf die zuerst von *v. Ardenne* [5] sowie später von *Hillier* und *Baker* [6] entwickelten Feinstrahl-Beugungseinrichtungen soll hier nicht eingegangen werden, weil sie nur eine schattenmikroskopische Abbildung des Präparats ohne die genaue Lokalisierung des beugenden Bereiches zulassen.

Nun ist – nach dem Vorbild der von *Marton* [7] und *Ruska* [8] ausgeführten Konstruktionen – eine ganze Anzahl moderner elektromagnetischer Hochleistungselektronenmikroskope [9, 10, 11, 12] mit zweistufigen Kondensoren ausgerüstet, welche die Feinstrahlbeleuchtung eines Objektbereiches von etwa 1 bis 2 μ Durchmesser ermöglichen. Dabei erzeugt die kurzbrennweitige erste Kondensorlinse ein stark verkleinertes Bild der Strahlquelle, das von der zweiten (mit einem Stigmator versehenen) langbrennweitigen Kondensorlinse etwa zweifach vergrößert in die Präparatebene übertragen wird. Die Beleuchtungsapertur 2β wird durch Aperturblenden bestimmt, die im Spalt der zweiten Kondensorlinse zentriert und ausgewechselt werden können.

Leider kann man aber mit diesen Geräten dennoch keine Feinbereichsbeugung bei Bestrahlung kleiner ausgewählter Bereiche ausführen, und zwar aus folgenden Gründen: Beim Übergehen von der Abbildung des Präparates zur Beugung muß man entweder die Linsen des Abbildungssystems ausschalten und einen Projektivpolschuh mit großer Bohrung in den Strahlengang bringen, damit der Beugungskegel nicht begrenzt wird [8], oder aber man bildet das in der hinteren Objektivbrennebene entstehende Beugungsdiagramm – wie bei der Feinbereichsbeugung mit Selektorblende – mit Hilfe der Zwischenlinse in die Projektivgegenstandsebene ab, so daß das Projektiv das Diagramm auf den Endbildschirm projiziert. Beim Abschalten der Linsen des Abbildungssystems bzw. beim Verändern der Zwischenlinsendurchflutung ändert sich aber auch das von diesen Linsen erzeugte, durch den magnetischen Spannungsabfall an der Spulenkapselung hervorgerufene Streufeld. Dieses Streufeld greift auch in den Raum zwischen der zweiten Kondensor-

linse und dem Präparat ein und führt zu einer seitlichen Ablenkung des Strahles. Beim Übergang von der Abbildung zur Beugung wird mit der Änderung der Streufelder auch die seitliche Ablenkung des beleuchtenden Strahles geändert, und der beleuchtete Fleck verschiebt sich auf dem Präparat in unkontrollierbarer Weise. Diese Erscheinung kann mit geeigneten Präparaten bei langsamem Defokussieren eines Laue-Diagramms beobachtet werden, weil dann aus jedem Reflex das schattenmikroskopische Dunkelfeldbild des streuenden Bereiches entsteht [13]. Zum Beispiel wurden bei einem Elmiskop I Verschiebungen der Größenordnung 10^{-2} mm beobachtet, die also groß gegen den beleuchteten und bei Abbildung des Präparats ausgewählten Bereich waren.

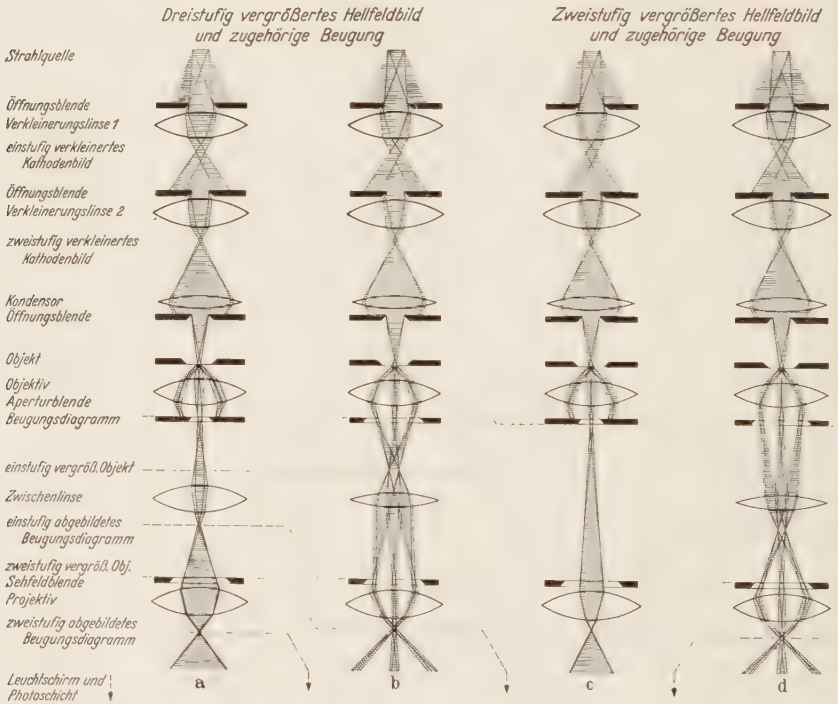


Abb. 1. Strahlengänge bei der Feinbereichsbeugung mit Feinstrahlbeleuchtung durch einen dreistufigen Kondensor. a, b) bei dreistufiger Abbildung des Präparates, c, d) bei zweistufiger Abbildung des Präparates.

Diese Schwierigkeit kann leicht vermieden werden, wenn man zum Übertragen des Beugungsdiagramms in die Projektivgegenstandsebene eine elektrostatische Zwischenlinse benutzt, weil diese ja keine magnetischen Streufelder hat und man ihre Brechkraft daher ohne Beeinflussung des Beleuchtungssystems verändern kann. Es wurde daher zu den im folgenden beschriebenen Versuchen ein aus elektromagnetischer Objektiv- und Projektiv- sowie

elektrostatischer Zwischenlinse bestehendes Abbildungssystem benutzt. Da es auf einen besonders kleinen Durchmesser des bestrahlten Bereiches ankam, wurden statt der zweistufigen Kondensoren dreistufige benutzt, bei denen die Strahlquelle erst zweistufig stark verkleinert wurde, bevor die letzte Kondensorlinse sie schwach vergrößert in die Präparatebene übertrug (Abb. 1). Die Elemente dieses Strahlenganges werden im folgenden besprochen. Für die Experimente diente eine elektronenoptische Bank nach *Ruska* [14]. Über erste Versuche mit diesem Strahlengang hat der Verfasser bereits früher berichtet [15].

1. Das Bestrahlungssystem

Wenn man mit Hilfe der Kleinfeldbestrahlung wesentlich kleinere Bereiche für die Beugung auswählen will, als sie der Selektorblendenmethode zugänglich sind, muß das auf dem Präparat beleuchtete Gebiet erheblich kleiner als 1 μ sein. Es sollte daher versucht werden, den Durchmesser des ausgewählten Bereiches um eine Größenordnung auf etwa 0,1 μ Durchmesser zu verringern. Da die letzte Kondensorstufe ein stark verkleinertes Bild der Strahlquelle schwach vergrößert in die Präparatebene überträgt, muß der Durchmesser dieses Bildes sogar noch etwas kleiner sein als der gewünschte Bereichsdurchmesser, der im folgenden als Sondengröße bezeichnet wird. Nun hat der engste Strahlquerschnitt vor der Kathode, der bekanntlich als Strahlquelle wirkt, einen Durchmesser von etwa 0,1 mm und kann durch zweistufige etwa 1000-fach verkleinernde Abbildung mit Hilfe kurzbrennweitiger Linsen bequem auf den gewünschten Durchmesser reduziert werden; wohingegen bei nur einstufiger Verkleinerung der Strahlquelle, d.h. bei Benutzung des konventionellen zweistufigen Kondensors, der mögliche Verkleinerungsfaktor höchstens etwa 200 und die Beleuchtungsfleckgröße daher mindestens 0,5 μ beträgt. Öffnungsfehler und Astigmatismus der Verkleinerungslinsen spielen praktisch keine Rolle, weil die von ihnen hervorgerufenen Fehlerscheibchen höchstens von der Größenordnung eines mμ sind. Bei der langbrennweitig arbeitenden, schwach vergrößernden letzten Kondensorstufe sind diese Fehler aber nicht von vornherein klein genug, so daß die Eigenschaften dieser Linse für die Qualität des Kondensorsystems von ausschlaggebender Bedeutung sind und daher im folgenden untersucht werden sollen.

1.1. Der Einfluß des Öffnungsfehlers der langbrennweitigen Kondensorlinse auf den Sondendurchmesser

Bezeichnet man die Vergrößerung der langbrennweitigen Kondensorlinse mit M und die bildseitige halbe Apertur mit α, und betrachtet man die Linse in erster Näherung als dünne Linse, so ist der Radius des Kreises kleinster Verwirrung in der Bildebene bekanntlich

$$\delta_{\ddot{o}} = \frac{1}{4}(1 + M)^4 \alpha^3 C_{\ddot{o}}\,, \tag{1}$$

worin $C_{\ddot{o}}$ die Öffnungsfehlerkonstante für unendlich hohe Vergrößerung bedeutet. Wenn der Sondendurchmesser durch den Öffnungsfehler nicht wesentlich vergrößert und auch die damit einhergehende Stromdichteverminderung

vermieden werden soll, muß $2\,\delta_{\ddot{o}}$ wesentlich kleiner als der gewünschte Sondendurchmesser von 0,1 μ sein. In Abb. 2 ist für ein unter diesen Gesichtspunkten noch zulässiges Fehlerscheibchen vom Durchmesser $2\,\delta_{\ddot{o}} = 0{,}02\ \mu$ der durch Gl. (1) gegebene Zusammenhang zwischen Öffnungsfehler $C_{\ddot{o}}$ und maximal zulässiger halber Apertur α dargestellt. Die den interessierenden Vergrößerungsbereich überdeckenden Werte M = 0,5, 1 und 2 sind als Parameter genommen.

Wenn man nun ein hochvergrößertes Elektronenbild zum Scharfstellen ausreichend hell beleuchten will, muß die halbe Bestrahlungsapertur des Präparats etwa $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ betragen. Unter Zuhilfenahme der Abb. 2 findet man dann, daß der Öffnungsfehler im günstigsten Fall (M = 0,5) etwa $C_{\ddot{o}} = 250$ mm und im ungünstigsten (M = 2) etwa $C_{\ddot{o}} = 16$ mm betragen sollte.

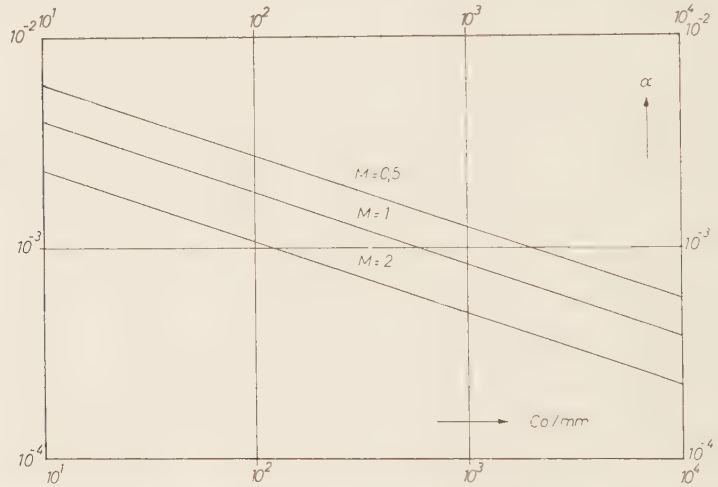


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}}$ und maximaler halber Strahlapertur α bei einem Durchmesser des Kreises kleinster Verwirrung von $2\,\delta_{C_{\ddot{o}}} = 0{,}02\ \mu$ und den Abbildungsmaßstäben M = 0,5; 1; 2.

Da zwischen dem Kondensor und dem Objektiv noch der Verstelltisch für das Präparat sowie magnetische Ablenkfelder zur Justierung des Strahles angeordnet werden mußten, war mit einer Bildweite von mindestens etwa 200 mm und daher – je nach der Wahl der Vergrößerung – mit Brennweiten zwischen 50 und 100 mm zu rechnen. Die Öffnungsfehlerkonstante durfte also höchstens von der Größenordnung der Brennweite sein, d. h. die Linse mußte als starke magnetische Linse entworfen werden und daher ihre Durchflutung mit derjenigen des Objektivs oder Projektivs vergleichbar sein. Diese Forderung war für eine langbrennweitige Linse ungewohnt, so daß es auch – nach Kenntnis des Verfassers – keine quantitativen Unterlagen für die Konstruktion gab. Es war daher notwendig, die Dimensionen der Linse abzuschätzen. Dazu wurde angenommen, daß die Feldverteilung vom Typ des *Glaser*schen Glockenfeldes [16] $B(z) = B_0/(1 + z^2/h^2)$ sei, weil sich dann Brennweite und

Öffnungsfehlerkonstante in mathematisch geschlossener Form darstellen lassen und die Rechnung deshalb verhältnismäßig einfach wird. Allerdings war damit zu rechnen, daß die Achsenfeldstärke der Linse nicht genau die Glockenfeldform haben würde. Nach Untersuchungen von *Liebmann* und *Grad* [17] weichen jedoch die auf die Brennweite f bezogenen Öffnungsfehlerkonstanten $C_ö/f$ bei allen praktisch vorkommenden Achsenfeldverteilungen höchstens um den Faktor 2 voneinander ab, wenn – wie in unserem Fall – $C_ö \approx f$ sein soll. Daher konnte das Glockenfeld als ausreichende und mathematisch bequeme Näherung dienen.

1.2. Abschätzung der Linsendimensionen einer langbrennweitigen starken Linse vom Glockenfeldtyp

Nach *Glaser* [16] lassen sich beim einfachen Glockenfeld $B(z) = B_0/(1 + z^2/h^2)$ die Brennweite f und die Öffnungsfehlerkonstante $C_ö$ durch die Halbwertsbreite h und die Linsenstärke $k^2 = e B_0^2 h^2/8\, m U_r$ folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{f}{h} = \frac{1}{\sin \dfrac{\pi}{\sqrt{1+k^2}}}$$

$$\frac{C_ö}{f} = \left(\frac{\pi k^2}{4(1+k^2)^{3/2}} - \frac{1}{8} \frac{4k^2-3}{4k^2+3} \sin \frac{2\pi}{\sqrt{1+k^2}} \right) \frac{1}{\sin^3 \dfrac{\pi}{\sqrt{1+k^2}}} . \qquad (2)$$

(Hier bedeutet B_0 das Maximum der Induktion B(z) auf der Linsenachse, e/m die spezifische Elektronenladung und $U_r = U(1 + 10^{-6}\ U/V)$ die relativistisch korrigierte Strahlspannung.) Diese Werte sind in Abb. 3 aufgetragen, und man entnimmt sofort, daß bei $C_ö/f \leq 1$ $k^2 \geqslant 0.6$ sein muß. Andererseits erscheint wegen der Abflachung der $C_ö/f$-Kurve eine Steigerung der Linsenstärke über $k^2 = 1$ hinaus wenig sinnvoll. Die zugehörigen Halbwertsbreiten des Linsenfeldes liegen dann zwischen dem 0,6- bis 0,8fachen der Brennweite.

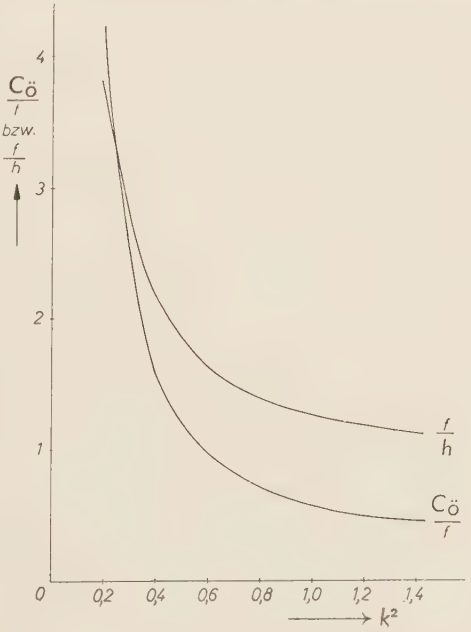


Abb. 3. $C_ö/f$ und f/h als Funktion der Linsenstärke k^2 bei einer magnetischen Linse vom Glockenfeldtyp.

Nun benötigt man aber für die Konstruktion einer Linse nicht eigentlich die Feldhalbwertsbreite, sondern vielmehr Bohrungsdurchmesser b und Spaltweite s der Polschuhe. Von *Glaser* [16] ist für ungesättigte Polschuhe der Zusammenhang zwischen h, b und s/b angegeben worden. Mit Hilfe dieser Werte und der Gleichungen (2) kann man $C_{\ddot{o}}$ und f als Funktion von b und k^2 berechnen, wobei s/b als Parameter auftritt, und schließlich in $C_{\ddot{o}}(b, k^2)$ die Linsenstärke k^2 mit Hilfe der Umkehrfunktion von $f(b, k^2)$, nämlich $k^2(b, f)$, eliminieren. Die sich nunmehr ergebende Funktion $C_{\ddot{o}}(f, b, s/b)$ ist in Abb. 4 aufgetragen, wobei f und s b als Parameter benutzt werden.

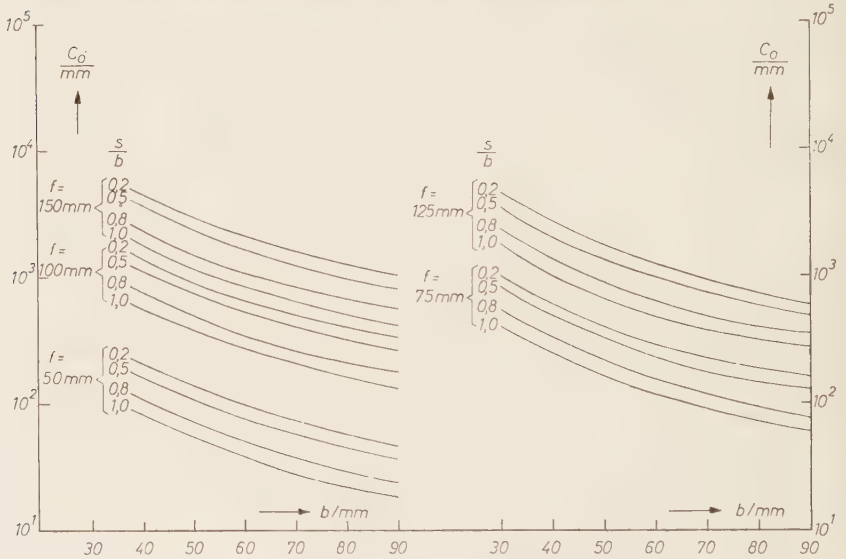


Abb. 4. Zusammenhang zwischen der Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\ddot{o}}$ und der Linsenbohrung b für verschiedene Brennweiten einer langbrennweitigen Linse vom Glockenfeldtyp.

Man erkennt, daß bei konstantem f und s/b der Öffnungsfehler $C_{\ddot{o}}$ bei Vergrößerung der Polschuhbohrung rasch kleiner wird. Es erschien daher sinnvoll, b so groß zu machen, wie es der größtmögliche Außendurchmesser der Linse, der durch die Konstruktion der elektronenoptischen Bank beschränkt war, zulassen würde. Dies führte zu einer Polschuhbohrung von b = 80 mm. Andererseits war wegen $C_{\ddot{o}} \approx f \approx h$ eine doppelte Halbwertsbreite 2 h von etwa 100 mm zu erwarten. Der von der Linse eingenommene Raum mußte dann noch länger sein, denn man darf natürlich in das Linsenfeld keine anderen Magnetlinsen oder anderen Bankteile hineinbringen, weil deren Eisenmassen das Feld (unter Umständen bis zur Unbrauchbarkeit) verzerren würden. Man nutzt daher zweckmäßig den bei Wahl einer großen Spaltweite s erzielbaren Gewinn in bezug auf die Verkleinerung des Öffnungsfehlers aus. Es wurde daher auch s = 80 mm gemacht, so daß s/b = 1 war. Die zu erwartende

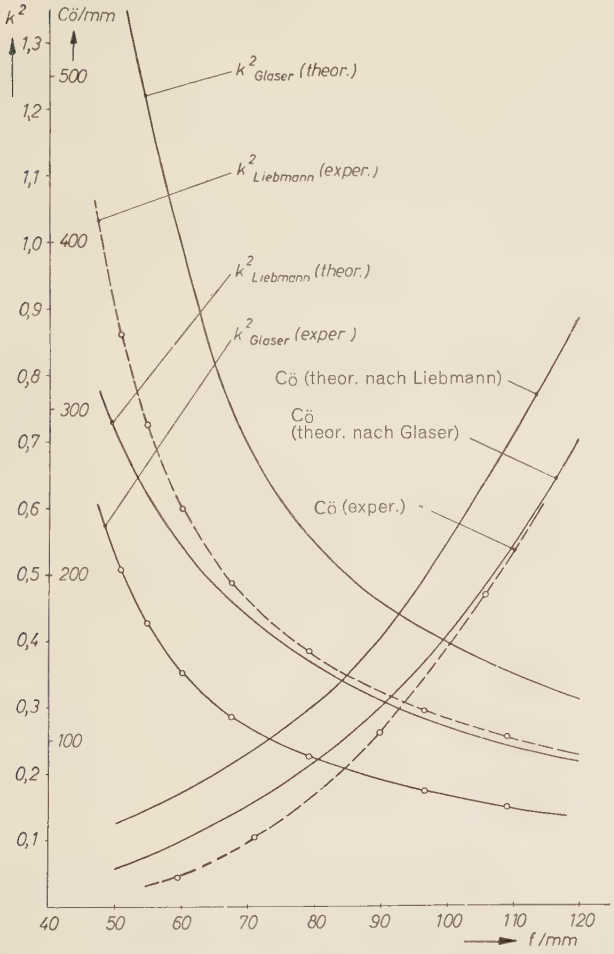


Abb. 5. Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten der Linsenstärke k^2 und der Öffnungsfehlerkonstanten $C_ö$ der in Abb. 9 dargestellten magnetischen Linse, wobei k^2 und $C_ö$ als Funktion der Brennweite f aufgetragen sind.

Halbwertsbreite ergab sich aus dem von *Glaser* [16] angegebenen Zusammenhang zwischen s/b und h zu h = 46 mm. Mit Hilfe der Gleichungen (2) wurden dann die Öffnungsfehlerkonstante $C_ö$ und die Linsenstärke k^2 als Funktion von f berechnet (Abb. 5). Für den hauptsächlich interessierenden Brennweitenbereich 50 mm $\leqq$ f $\leqq$ 100 mm liegt $C_ö$ zwischen 20 und 160 mm, also im wesentlichen innerhalb der geforderten Grenzen. Ehe jedoch der Aufbau der mit den angegebenen Daten entworfenen Linse besprochen werden kann, ist noch der Einfluß des axialen Astigmatismus auf die Sondengröße zu untersuchen.

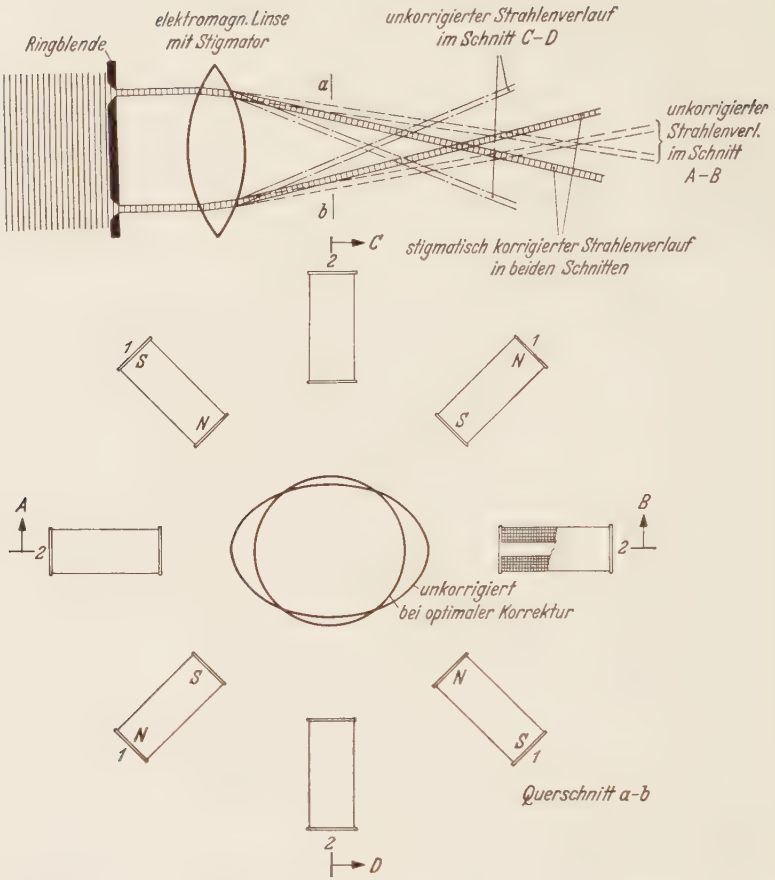


Abb. 6. Schematische Darstellung des Aufbaus eines elektromagnetischen Stigmators zur Korrektur des axialen Astigmatismus zweiter Ordnung einer langbrennweitigen Elektronenlinse. Die Ströme in den Spulensystemen 1 und 2 werden unabhängig voneinander eingestellt. Der Elektronenstrahl ist im Zentrum des Spulensystems senkrecht einfallend zu denken. Die Korrekturwirkung ist an Hand der Verformung eines Ringstrahles veranschaulicht, der in der Ebene a–b beobachtet wird.

1.3. Der Einfluß des zwei- und des dreizähligen axialen Astigmatismus auf die Sondengröße und seine Korrektur

Bereits *Ruska* und *Wolff* [9] haben darauf hingewiesen, daß der zweizählige axiale Astigmatismus der langbrennweitigen Kondensorlinse einen Einfluß auf die Gestalt der Feinstrahlsonde hat. Bei einer astigmatischen Bildweitendifferenz $\triangle b = b\,(1 + M)\,(\triangle f/f)_{Ast}$ und der bildseitigen Halbapertur α beträgt der Durchmesser des Kreises kleinster Verwirrung in der Bildebene bekanntlich $2\,\delta_2 = \alpha\,\triangle b = \alpha b\,(1 + M)\,(\triangle f/f)_{Ast}$. Da man bei langbrennweitigen magnetischen Linsen erfahrungsgemäß mit zweizählig-astigmati-

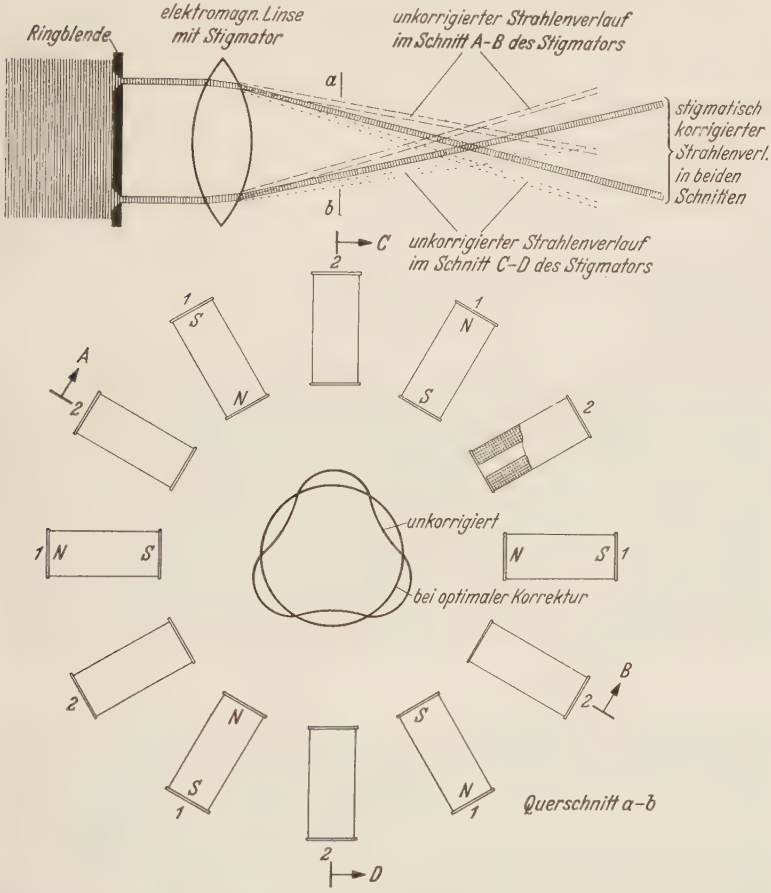


Abb. 7. Schematische Darstellung des Aufbaus eines elektromagnetischen Stigmators zur Korrektur des axialen Astigmatismus dritter Ordnung einer langbrennweitigen Elektronenlinse. Die Ströme in den Systemen 1 und 2 werden unabhängig von einander eingestellt. Der Elektronenstrahl ist im Zentrum des Spulensystems senkrecht einfallend zu denken. Die Korrekturwirkung ist an Hand der Verformung eines Ringstrahles veranschaulicht, der in der Ebene a–b beobachtet wird.

schen Brennweitendifferenzen von etwa $(\triangle f/f)_{Ast} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ rechnen muß, ergäbe sich mit den für die langbrennweitige Kondensorlinse typischen Werten b = 200 mm, M = 2, $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ eine Begrenzung des minimalen Sondendurchmessers auf $2\,\delta_t \approx 6\,\mu$. Damit Sondengrößen von etwa 0,1 μ erreicht werden konnten, mußte der zweizählige Astigmatismus um etwa zwei Zehnerpotenzen reduziert werden.

Als Korrekturelemente für den zweizähligen sowie den später noch zu behandelnden dreizähligen axialen Astigmatismus wurden die 1947 von *Bertein* [18] vorgeschlagenen elektromagnetischen Vielpolsysteme benutzt. Der Stig-

mator zur Korrektur des zweizähligen Astigmatismus bestand aus zwei im Azimut um 45° gegeneinander verdrehten Zylinderlinsen (Abb. 6) mit unabhängig voneinander einstellbarer Brechkraft. Die Linsen waren vom Typ der bereits 1935 von *Hehlgans* [19] beschriebenen und 1956 von *Septier* [20, 21, 22] genauer untersuchten magnetischen Vierpollinse. Da nur schwache Korrekturfelder benötigt wurden, brauchten die Spulen keinen Eisenkern zu haben. Die Spulenachsen waren zur Geräteachse senkrecht gestellt, und die jeweils zu einer Linse gehörenden vier Spulen standen im Azimut unter 90° aufeinander senkrecht, wobei je zwei magnetische Nord- und Südpole einander gegenüberlagen. Alle Pole jeder der Vierpollinsen waren dabei stets gleich stark, weil die Spulen gleiche Windungszahl hatten und hintereinander geschaltet waren. Der Stigmator rief daher in jeweils zwei aufeinander senk-

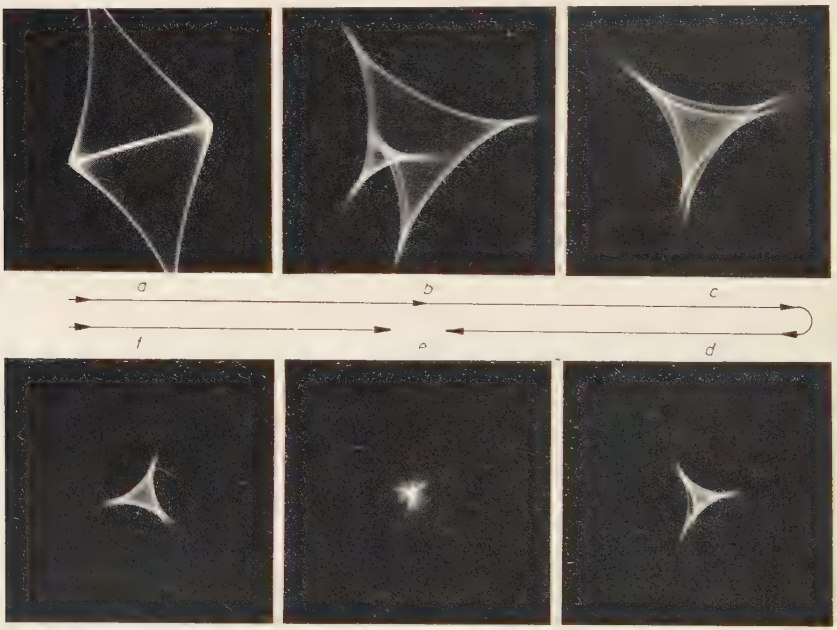


Abb. 8. Korrektur des axialen Astigmatismus zweiter und dritter Ordnung mit Hilfe elektromagnetischer Stigmatoren. Der Astigmatismus ist: in a) überwiegend von zweiter Ordnung, in b) gemischt von zweiter und dritter Ordnung, in c) von dritter Ordnung (die zweite Ordnung ist korrigiert); in d) ist der Astigmatismus dritter Ordnung schon etwas reduziert; e) ist der optimale Korrekturzustand; in f) ist der Astigmatismus dritter Ordnung überkompensiert. Zur Korrektur vom Zustand a) in den Zustand c) wurde nur der Stigmator der Abb. 6, für die restliche Korrektur nur der Stigmator der Abb. 7 benutzt. Die Überkorrektur in f) erkennt man daran, daß dort die Spitzen des dreieckigen Sternes um 180° gegenüber der Orientierung der Spitzen in d) gedreht sind. Das Sternchen in e) besitzt acht Spitzen und stellt eine Fehlerfigur des axialen Astigmatismus vierter Ordnung dar, deren Gestalt vor kurzem von *Lenz* und *Mecking* [37] berechnet worden ist. Der in a) dargestellte Kaustikschnitt zweiter Ordnung war so groß, daß er im halben Abbildungsmaßstab der übrigen Aufnahmen wiedergegeben werden mußte.

recht stehenden Ebenen gleiche Brechkräfte verschiedenen Vorzeichens hervor, so daß beim Verändern der Korrekturfeldstärke keine Defokussierung des von der langbrennweitigen Kondensorlinse erzeugten Bildes eintrat.

Ein Stigmator zur Korrektur des dreizähligen axialen Astigmatismus war bisher nicht für nötig erachtet worden. *Schiske* und der Verfasser [23] fanden jedoch durch Messungen an einer Reihe langbrennweitiger Magnetlinsen für den Koeffizienten des dreizähligen Astigmatismus C_3 häufig Werte der Größenordnung 100 mm. Der Radius des hierdurch hervorgerufenen Fehlerscheibchens $\delta_3 = C_3 \alpha^2$ betrug dann bei $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ etwa 0,4 μ und war somit größer als der gewünschte Sondendurchmesser von 0,1 μ. Es mußte daher auch eine Möglichkeit zur Korrektur des dreizähligen Astigmatismus vorgesehen werden.

Der hierfür benutzte Stigmator ist auf Abb. 7 dargestellt. Er bestand aus zwei magnetischen Sechspolanordnungen, die im Azimut um 30° gegeneinander verdreht waren. Die Spulenachsen der eisenlosen Spulen standen wieder auf der Geräteachse senkrecht, und die jeweils zu einem System gehörenden Spulen waren so hintereinander geschaltet, daß Nord- und Südpole gleicher Stärke mit der Azimutwinkeldifferenz 60° auf einander folgten. Richtung und Stärke des in den Systemen fließenden Stromes konnten – wie beim oben beschriebenen zweizähligen Stigmator – unabhängig voneinander eingestellt werden.

Die Korrektur des axialen Astigmatismus wurde im Betrieb und unter Beobachtung eines Kaustikquerschnittes vorgenommen. Dieser wird auf dem Leuchtschirm sichtbar, wenn man eine weit geöffnete Blende zur Linsenachse zentriert und einen zwischen Gaußscher Bildebene und Linse gelegenen Strahlquerschnitt beobachtet. Beim Korrigieren wurde zuerst der zweizählige Astigmatismus kompensiert, so daß dann der Kaustikschnitt zu einer dreizähligen sternförmigen Figur wurde, und dann mit dem dreizähligen Stigmator dieser Stern zu einem Punkt oder vielzähligen Sternchen zusammengezogen (Abb. 8). Diese verbleibende, sehr kleine Fehlerfigur rührt von Bildfehlern höherer als dritter Ordnung her, die nach unseren Erfahrungen die Abbildung nicht beeinträchtigen. Es zeigt sich, daß es nicht notwendig ist, Stärke und Azimut der Korrekturfelder – etwa in der von *Rang* [24] für elektrostatische Stigmatoren angegebenen Art – unabhängig voneinander einzustellen. Das richtige gegenseitige Abstimmen der Ströme in den Systemen ist nämlich nicht schwierig, weil man an der Gestalt des Kaustikquerschnittes den Korrekturzustand leicht erkennt. Zum vollständigen Korrigieren der Kondensorlinse braucht man eine Zeit von weniger als einer Minute.

1.4. Aufbau und Eigenschaften einer langbrennweitigen starken Linse mit Stigmatoren zur Korrektur des zwei- und des dreizähligen axialen Astigmatismus

Ein Schnitt durch die nach den oben angeführten Gesichtspunkten gebaute Linse ist in Abb. 9 wiedergegeben. Spaltweite und Bohrung betragen je 80 mm. Die Spulensätze der beiden im vorigen Abschnitt besprochenen Stigmatoren sind in der Spaltmitte dicht hintereinander angeordnet, und die Wicklung ist daher in zwei symmetrische Hälften aufgeteilt worden. Die maximale Durchflutung beträgt 5200 A, so daß bei U = 100 kV die Linsen-

stärke $k^2 = 0{,}9$ erreicht werden konnte. Die starke Beaufschlagung der Spulen erforderte eine Wasserkühlung, und so wurde der Raum zwischen den beiden Linsenspulen, in dem sich die Stigmatorspulen befanden, auch als Wasserkammer benutzt. Um die Stigmatorspulen vor dem Wasser zu schützen, wurde eine entsprechende Anzahl von Messingrohren radial durch die Kammer geführt und wasserdicht eingeklebt. Die Spulen wurden in die nach außen offenen Rohre hineingesteckt und waren daher ebenfalls wassergekühlt.

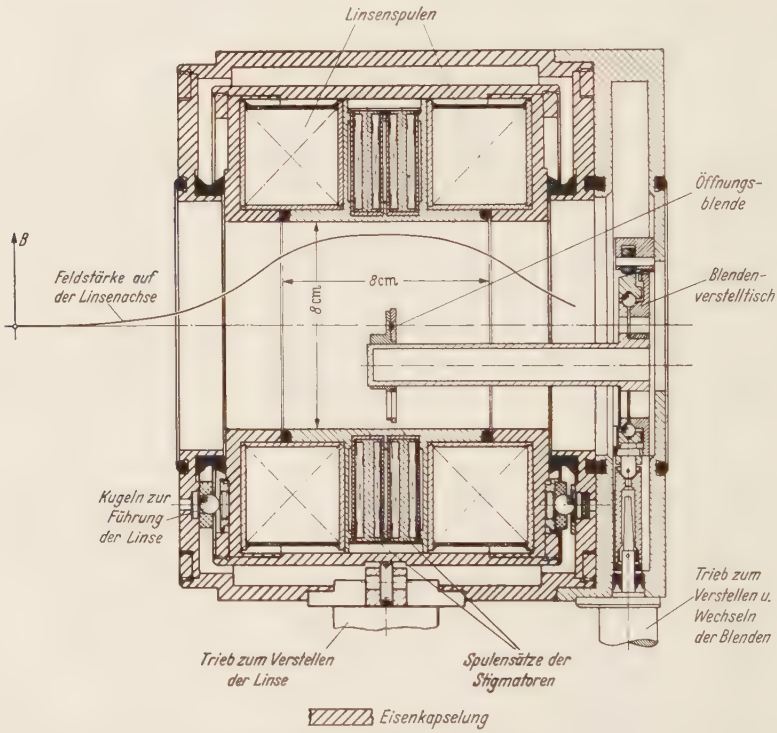


Abb. 9. Aufbau einer langbrennweitigen, starken, elektromagnetischen Elektronenlinse mit elektromagnetischen Stigmatoren zur Korrektur des zweizähligen und dreizähligen axialen Astigmatismus. Die Linse kann mit Verstelltrieben in zwei zueinander und zur Linsenachse senkrechten Richtungen verschoben werden. Mit der Linse ist ein Blendentisch zum Wechseln und Justieren von Öffnungsblenden verbunden. Vakuumdichtungen aus Gummi sind schwarz ausgefüllt gezeichnet.

Die ganze Linse konnte während des Betriebes mit zwei Trieben kreuztischartig in einem fest auf der elektronenoptischen Bank liegenden Gehäuse verstellt und so genau zum Elektronenstrahl ausgerichtet werden. Auf ein exzentrisch in die Linse hineinragendes Rohr war eine Scheibe mit 6 Öffnungsblenden aufgesteckt, die wahlweise durch Drehen des Rohres in den Strahlengang gebracht und durch Verstellen eines das Rohr tragenden Kreuztisches zentriert werden konnten.

Es war natürlich interessant, die vorausberechneten Linseneigenschaften mit tatsächlich gemessenen zu vergleichen. Bei der Bestimmung der Brennweite war dabei zu beachten, daß die Ausdehnung des Linsenfeldes mit Gegenstands-, Bild- und Brennweite vergleichbar war und daher die Lage der Hauptebenen bei der Bestimmung dieser Größen berücksichtigt werden mußte. Wenn $\triangle$ den Abstand der Hauptebenen voneinander, g_0 und b_0 die leicht meßbaren Abstände des Gegenstandes bzw. Bildes von der geometrischen Linsenmitte und schließlich M die Vergrößerung bedeuten, so erhält man als Hauptebenenabstand $\triangle = 2\,(b_0 - Mg_0)/(M - 1)$ und als Brennweite $f = \left(g_0 + \frac{\triangle}{2}\right)\left(b_0 + \frac{\triangle}{2}\right) / (g_0 + b_0 + \triangle)$ aus der Gaußschen Dioptrik. f ließ sich leicht ausreichend genau bestimmen, da $\triangle/2$ wesentlich kleiner als b_0 und g_0 war. Im Gegensatz dazu war aber die Streuung bei der Messung von $\triangle$ recht groß, weil sich b von b_0 und g von g_0 nur wenig unterscheidet, so daß dasselbe auch für b_0 und Mg_0 gilt. Daher mußten hier b_0, g_0 und M gleichzeitig auf etwa 1% genau gemessen werden. Da die Lage der Gegenstandsebenen von Projektivlinsen nicht mit der dazu erforderlichen Genauigkeit von etwa $\pm$ 1 mm bekannt ist, kam eine Nachvergrößerung des von der zu messenden Linse erzeugten Bildes nicht in Betracht. Zur Vergrößerungsmessung wurde daher ein Durchstrahlungspräparat als Gegenstand benutzt, mit einem Kreuztisch um eine an der geeichten Skala des Verstelltriebes ablesbare Strecke quer zum Elektronenstrahl verschoben und die entsprechende Verschiebung seines von der Linse auf einem Uranglasschirm entworfenen Bildes lichtmikroskopisch gemessen. Der Öffnungsfehler wurde nach einer von *Schiske* und dem Verfasser [23] angegebenen Methode durch Vermessung eines dreizähligen Kaustikquerschnittes und Bestimmung seines Abstandes von der Gaußschen Bildebene ermittelt. Schließlich wurde auch die Feldverteilung auf der Linsenachse mit Hilfe einer kleinen Meßspule und eines ballistischen Galvanometers in üblicher Weise gemessen. Die Feldverteilung ist in Abb. 10 und der Hauptebenenabstand in Abb. 11 dargestellt; die übrigen Meßresultate sind in Abb. 5 eingetragen.

Zunächst sei Abb. 10 betrachtet. Dort ist neben der gemessenen auch diejenige Feldverteilung eingetragen, die von *Liebmann* und *Grad* [17] für einen ungesättigten Polschuh entsprechender Abmessungen mit Hilfe eines Widerstandsnetzwerkes ermittelt wurde. Außerdem ist eine *Glaser*sche Glockenkurve $B(z) = B_0/(1 + z^2/h^2)$ aufgetragen, wobei die Parameter maximale Induktion B_0 und Halbwertsbreite h den gemessenen Werten gleichgesetzt sind. Wie erwartet, entspricht die gemessene Feldverteilung der von *Liebmann* und *Grad* angegebenen recht gut, während die *Glaser*sche stark davon abweicht. Auch der in Abb. 5 aufgetragene Zusammenhang zwischen gemessener Brennweite und Linsenstärke sowie der in Abb. 11 dargestellte Hauptebenenabstand stimmen befriedigend mit den nach *Liebmann* und *Grad* zu erwartenden theoretischen Werten überein. Dabei wurde die Linsenstärke k^2 aus der relativistisch korrigierten Strahlspannung U_r und der Durchflutung NJ nach der von den letztgenannten Autoren angegebenen Formel $k^2 = 6 \cdot 10^{-3}\,(NJ/A)^2/(U_r/V)$ ermittelt. Die für eine Feldverteilung vom Typ der Glockenkurve berechnete Linsenstärke $k^2 = 3{,}5 \cdot 10^{-3}(NJ/A)^2/(U_r/V)$ zeigt erwar-

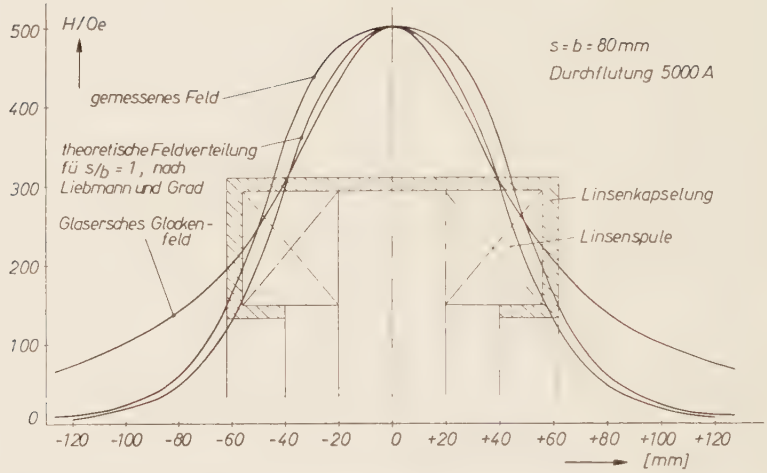


Abb. 10. Vergleich zwischen der gemessenen Achsenfeldstärke der magnetischen Linse der Abb. 9 und der für die Spaltweite s = 80 mm und die Bohrung b = 80 mm dieser Linse nach *Liebmann* und *Grad* [17] zu erwartenden Feldform. Ferner wurde ein *Glaser*sches Glockenfeld eingetragen, dessen Halbwertsbreite der gemessenen Halbwertsbreite gleich ist. Die Maximalfeldstärke der berechneten Kurven wurde der gemessenen Maximalfeldstärke gleichgesetzt.

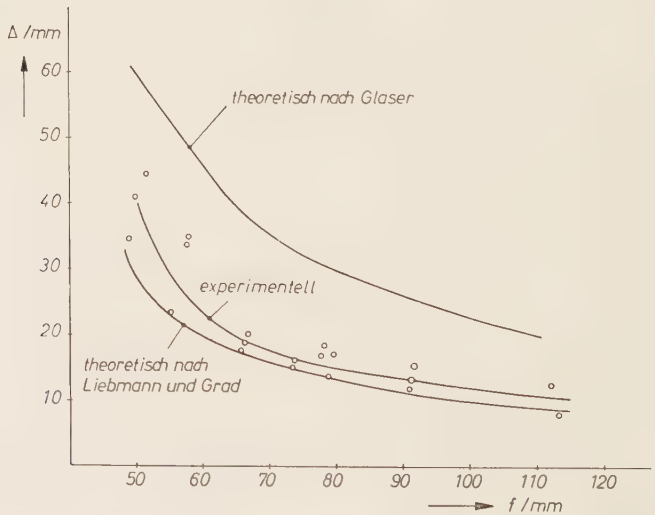


Abb. 11. Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten Werten des Hauptebenenabstandes Δ der Linse der Abb. 9. Die berechneten Kurven entsprechen Feldverteilungen nach Art des *Glaser*schen Glockenfeldes und nach *Liebmann* und *Grad* [17].

tungsgemäß keine Übereinstimmung mit dem Experiment. Es war daher überraschend, daß die gemessenen Öffnungsfehlerkonstanten erheblich kleiner als die nach *Liebmann* und *Grad* angegebenen waren und sich außerdem bei größeren Brennweiten den für ein *Glaser*sches Glockenfeld zu erwartenden - vielleicht zufällig – recht gut anschließen. Der Grund für dieses Verhalten wird wahrscheinlich darin zu suchen sein, daß – mangels besserer, ohne größeren Rechenaufwand anwendbarer Möglichkeiten – zum Umrechnen der bei niedrigen Vergrößerungen gemessenen Öffnungsfehler auf die in Abb. 5 eingetragenen, für sehr hohe Vergrößerungen geltenden Öffnungsfehlerkonstanten die Linse vereinfacht durch Hauptebenen und Brennweiten beschrieben wurde. In Wirklichkeit erstreckt sich das Linsenfeld aber über einen wesentlichen Teil des Strahlweges zwischen Gegenstands- und Bildebene, so daß auch die Brennpunkte im Feld liegen und man bei strengerer Betrachtung die kontinuierliche Krümmung der Strahlen berücksichtigen müßte. Dies hätte jedoch beträchtlichen rechnerischen Aufwand erfordert und den Rahmen dieser Arbeit überschritten.

1.5. Die Beeinträchtigung der Sondenschärfe durch magnetische Wechselfelder

Eine erhebliche Erschwerung der Versuche zum Erzielen eines kleinen Sondendurchmessers war das Vorhandensein elektromagnetischer Wechselfelder, die teils von der elektronenoptischen Bank selbst, teils von den elektrischen Anlagen des Hauses herrührten. Ihre zum Elektronenstrahl senkrechte magnetische Komponente verursachte besonders bei größerer Strahlweglänge der letzten Kondensorstufe eine nicht unbeträchtliche Oszillation der Feinstrahlsonde, so daß diese bei ersten Versuchen zu einem Strich von etwa 1 μ Länge auseinandergezogen war [15]. Da das Störfeld neben der Grundfrequenz von 50 Hz noch erhebliche Oberwellen – vor allem von den Frequenzen 100 Hz enthielt, verlief der Versuch, es mit Hilfe eines 50-Hz-Gegenfeldes zu kompensieren, unbefriedigend, weil die Störamplitude nur auf etwa die Hälfte reduziert werden konnte. Bei diesen relativ niedrigen Störfeldfrequenzen ist aber bekanntlich auch die Schirmwirkung des Weicheisens, aus dem die Spulenkapselungen und Zwischentuben bestehen, verhältnismäßig gering und setzt den Wert des Störfeldes, wie sich mit Hilfe einer von *Kaden* [25] (S. 19) angegebenen Formel abschätzen läßt, nur um etwa eine Größenordnung gegenüber dem außerhalb des Rohres gemessenen Wert herab. Da nur die Verwendung sehr hoch permeabler Materialien eine gute Schirmwirkung versprach, wurde das Rohr der elektronenoptischen Bank versuchsweise mit einem kastenartigen Schirm aus Mumetall umgeben, der nur an der einen Schmalseite offen war, aus der das Ende des Mikroskoprohres mit dem Beobachtungstubus herausragte und durch die man zum Verstellen des Präparattisches, der Linsen und der Blenden in den Kasten hineingreifen konnte. Zwar ergab eine Messung den erwarteten Abfall der Störfeldamplitude vom offenen Kastenende nach dem Inneren zu, jedoch behinderte der Kasten die Bedienung des Mikroskops so stark, daß der Versuch einer so einfachen Lösung aus praktischen Gründen aufgegeben werden mußte. Das Störfeld konnte aber schließlich dadurch wesentlich vermindert werden, daß die optische Bank in einen Raum gebracht wurde, in dessen unmittelbarer Nähe

keine starken Störquellen lagen, und daß außerdem die zur Konstanthaltung der Hochspannung erforderlichen und vor den Primärkreis des Hochspannungstransformators geschalteten magnetischen Spannungskonstanthalter und Frequenzentzerrer [26] bis auf 15 m vom Instrument entfernt wurden.

Es soll nun die Störfeldempfindlichkeit der einzelnen Kondensorstufen abgeschätzt werden. Mit Hilfe einer von *v. Borries* und *Ruska* [27] angegebenen Formel (sie muß aber $\delta = 0{,}1486 \frac{H/Oe}{\sqrt{U/V}} (f/cm)^2 (1 + A) cm$ lauten, nicht – wie dort angegeben – mit dem Zahlenfaktor 0,186) berechnet man leicht die Wirkung des Störfeldes auf die ersten beiden Kondensorstufen. Mit dem typischen Verkleinerungsfaktor A = 30 und einer Brennweite f = 0,3 cm ergibt sich bei einer (außerhalb des Rohres gemessenen) Störfeldstärke von 0,3 mOe eine Schwingamplitude von weniger als 0,01 μ, welche die Sondenschärfe nicht wesentlich beeinträchtigt. Betrachtet man die langbrennweitige Kondensorlinse in erster Näherung als dünne Linse, so sind die Schwingamplituden auf der Gegenstands- bzw. Bildseite $\delta = 0{,}1486 \frac{H/Oe}{\sqrt{U/V}} (L/cm)^2 cm$, wobei für L die Gegenstands- bzw. Bildweite in cm einzusetzen ist. Die resultierende, auf die Bildebene bezogene Schwingamplitude setzt sich dann im Vektordiagramm aus der bildseitigen und der mit dem Vergrößerungsfaktor multiplizierten gegenstandsseitigen Schwingamplitude zusammen, wobei der Winkel zwischen den beiden Amplitudenvektoren gleich dem Bilddrehwinkel der Linse ist. Eine Bilddrehung von 180° ist also besonders günstig, weil sich dann die Amplituden subtrahieren. Nun liegt zwar die Bilddrehung der dritten Kondensorstufe von etwa 150° in der Nähe dieses günstigen Wertes, jedoch ist die Linse keine dünne Linse, so daß sich die Verschraubung des Elektronenstrahls über einen längeren Strahlweg erstreckt und die Verhältnisse schwerer zu überschauen sind. Wenn man jedoch das Modell der dünnen Linse als Näherung benutzt, um sich ein Bild von der Größenordnung des zu erwartenden Fehlers zu machen, ergibt sich mit Gegenstands- und Bildweiten der Größenordnung 10 cm und bei Abschirmung des Außenfeldes auf ein Zehntel eine Schwingamplitude von einigen Hundertstel μ, deren Größe sowohl mit der Beobachtung übereinstimmt, als auch mit der Größe des gewünschten Sondendurchmessers von 0,1 μ verträglich ist.

Da die Schwingamplitude dem Quadrat der Strahlweglänge proportional ist, muß man also die letzte Kondensorstufe so kurz wie möglich machen. Daher wurde bei einigen Versuchen sogar das magnetische Ablenksystem fortgelassen, das zum genauen Einstellen des Strahles auf die untersuchte Präparatstelle dient, und der Strahl allein durch Querverschieben der langbrennweitigen Kondensorlinse ausgerichtet. Allerdings war hierbei das genaue Ausrichten der Feinstrahlsonde auf den interessierenden Kristall sehr schwierig, weil sich weder die verhältnismäßig schwere Linse noch der Präparattisch mit genügender Feinheit verstellen ließ. Es wurde daher zum Verstellen der Sonde meistens das Ablenksystem benutzt und dabei eine etwas stärkere Störung des Strahls durch das Wechselfeld in Kauf genommen. Bei diesem Strahlengang wurde eine Oszillation der Mikrosonde von etwa 0,05 μ beob-

achtet, so daß sich annähernd kreisförmige Bereiche mit einem Durchmesser von etwa 0,1 bis 0,2 μ für die Beugung auswählen ließen.

1.6. Die Strahljustierung mit Ablenksystemen

Wie bereits oben erwähnt, wurden – wenn es nicht gerade auf eine besonders kurze Strahlweglänge der dritten Kondensorstufe ankam – magnetische Ablenksysteme zur genauen Justierung des beleuchtenden Strahls benutzt. Solche Systeme sind im Elektronenmikroskop wohl zuerst von *van Dorsten* und Mitarbeitern [28] angewandt worden. Diese ordneten zwischen Strahlrohr und dem langbrennweitigen einstufigen Kondensor zwei gekreuzte, zum Strahl senkrechte und in der Stärke veränderliche Magnetfelder an und richteten damit die Beleuchtung auf das Präparat aus. Im Falle einstufiger langbrennweitiger Kondensoren hat aber eine magnetische oder elektrische Strahljustierung keine besonderen Vorteile mehr gegenüber einer mechanischen Ausrichtung des Bestrahlungssystems, wie sie im allgemeinen bei Elektronenmikroskopen verwendet wird (s. z. B. [9]); denn der bestrahlte Bereich ist dann von der Größenordnung 0,1 mm, so daß an die mechanischen Verstellelemente keine übermäßig hohen Anforderungen in bezug auf Feingängigkeit, Lose- und Nachlauffreiheit gestellt zu werden brauchen.

Diese Verhältnisse ändern sich jedoch völlig, wenn es sich um die Bestrahlung mit einer Mikrosonde von weniger als 1 μ Durchmesser handelt. Der Bau einer losefreien Verstelleinrichtung für die schon recht schweren Linsen (Gewicht 10 bis 15 kg) macht bei einer gewünschten Einstellgenauigkeit von etwa 0,1 μ erhebliche Schwierigkeiten. Zudem stellte es sich während der Versuche heraus, daß die Linsen miteinander oder mit dem Bankbett fest verschraubt werden mußten, weil sich nur so ein „Schwimmen" auf den Gummidichtungen sicher vermeiden ließ. Damit ein Nachlaufen nach dem Verstellen verhindert wurde, mußte die langbrennweitige Kondensorlinse außerdem nach dem Justieren mit einer Klemmschraube gegen die Verstelltriebe gedrückt werden, wodurch die Triebe ein wenig verspannt und die Sonde verschoben wurde. Entsprechende Erscheinungen treten, wenn auch in etwas gemilderter Form, ebenfalls bei den zum Verstellen des Präparates dienenden Kreuztischen auf; die Erfahrung zeigt, daß man – vor allem wegen des Nachlaufens des Tisches – eine interessierende Präparatstelle höchstens auf 0,1 bis 0,2 μ genau an eine vorgegebene, z. B. durch die Lage der Feinstrahlsonde gekennzeichnete Stelle der Präparatebene bringen kann. Demgegenüber hat die Strahljustierung durch Ablenkfelder den Vorteil, daß zum Justieren keine mechanischen Verstellungen verwendet werden und die Feinstrahlsonde mit elektrischen Mitteln praktisch beliebig fein ausgerichtet werden kann.

Das elektromagnetische Ablenksystem war zwischen der letzten Kondensorstufe und dem Präparattisch untergebracht. Es bestand aus eisenfreien Ablenkspulen, welche senkrecht zum Strahl in zwei im Abstand von 50 mm hintereinanderliegenden Ebenen angeordnet waren. In jeder Ebene wurde ein Ablenkfeld durch ein horizontales, ein anderes durch ein vertikales Spulenpaar erzeugt. Jede Einzelspule eines Spulenpaares war nochmals in eine innere Spule und eine Überspule unterteilt.

Mit Hilfe der inneren Spulen wurde der Auftreffort der Sonde auf dem Präparat verschoben, ohne daß sich dabei die Richtung des Strahles änderte. Abb. 12 zeigt, daß dann der Ablenkwinkel $\varkappa$ paralleler Spulenpaare in beiden Ebenen gleich groß, aber entgegengesetzt gerichtet sein mußte. Da alle Innenspulen gleiche Windungszahlen hatten, brauchten zu diesem Zweck nur die horizontalen bzw. die vertikalen Spulen unter sich so hintereinander geschaltet zu werden, daß die zueinander parallelen Ablenkfelder in den beiden Ablenkebenen entgegengesetzt gerichtet waren.

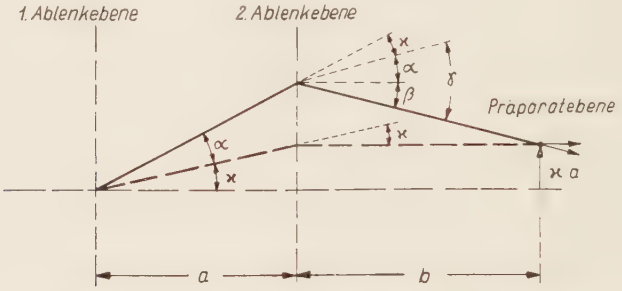


Abb. 12. Zur Berechnung des Verhältnisses der Ablenkwinkel in beiden Ebenen eines zweistufigen Ablenksystems a) zur Änderung des Strahlauftreffortes bei unveränderter Strahlrichtung, und b) zur Änderung der Strahlrichtung bei festgehaltenem Auftreffort.

Das aus den Überspulen bestehende Ablenksystem diente dazu, den Neigungswinkel des Strahles zu verändern und die Beleuchtung parallel zur Objektivachse einzustellen. Da sich die Lage der Feinstrahlsonde in der Präparatebene beim Neigen des Strahles nicht verändern sollte, mußten die von den äußeren Spulen hervorgerufenen Ablenkwinkel α und γ die ebenfalls aus Abb. 12 ablesbare Bedingung $(\alpha + \varkappa)\,a - \beta\,b = (\alpha + \varkappa)\,a - (\gamma - \alpha)\,b = \varkappa a = \text{const.}$ erfüllen, d.h. die Koordinate $\varkappa a$ des Sondenauftreffpunktes durfte nicht vom Neigungswinkel β abhängen. Daraus folgt $\alpha a - \gamma b + \alpha b = 0$ oder $\gamma : \alpha = (a + b) : b$. Die Ablenkwinkel der ersten und der zweiten Ebene mußten sich wie $b : (a + b)$ verhalten und natürlich entgegengesetzt gerichtet sein. Da aber je nach dem Versuchsaufbau mit etwas verschiedenem b und daher auch verschiedenem Ablenkwinkelverhältnis $b : (a + b)$ gerechnet werden mußte, wurde bei gleicher Windungszahl aller Überspulen das richtige Stromverhältnis zwischen den parallelen Überspulenpaaren der beiden Ablenkebenen an einem Potentiometer eingestellt (s. Abb. 14).

Beim Arbeiten mit dem Feinstrahl mußten sich die Ströme in den Ablenkspulen genauer einstellen lassen, als dies sonst bei Ablenksystemen möglich ist. Man sollte nämlich den Sondenauftreffpunkt in der Präparatebene, einem minimalen Sondendurchmesser von 0,1 μ entsprechend, mit mindestens derselben Genauigkeit auf eine beliebige Stelle des Gesichtsfeldes justieren können. Ferner durfte sich die einmal ausgerichtete Sonde wenigstens innerhalb der Zeit, die man zum Aufnehmen des Präparatbildes einschließlich des in

Absatz 4 beschriebenen Markierens der Sondenlage und zum Aufnehmen des Beugungsdiagramms benötigt, d.h. etwa eine Minute lang, nicht merklich verschieben. Da der aus dem Kondensor austretende Elektronenstrahl beim Ausrichten auf das Gesichtsfeld der fest auf der Bank liegenden Objektivlinse zum Ausgleich mechanischer Toleranzen um mehrere Zehntel Millimeter parallel zu sich verstellt werden mußte und die Strahlablenkung dem Strom in den Ablenkspulen proportional ist, mußte der eingestellte Ablenkstrom J_A also auf etwa $\triangle J_A/J_A \approx 0{,}1\ \mu/0{,}5\ \text{mm} = 2 \cdot 10^{-4}$ konstant bleiben. Daher wurde der Strom für die Ablenksysteme aus der den Linsenstrom liefernden 64-V-Akkumulatorenbatterie entnommen, deren Spannungskonstanz etwa dem geforderten Wert entsprach. Die zum Einstellen des Ablenkstromes verwendeten Widerstände wurden – was die Belastbarkeit mit Ohmscher Wärme betrifft – stark überdimensioniert, so daß auch ihr Temperaturgang in erträglichen Grenzen blieb. Weil ferner die Kontaktsicherheit der üblichen Drahtpotentiometer für die hohe Genauigkeit der Stromeinstellung, die für das Justieren der Sonde erforderlich war, nicht ausreichte, wurden aus kontaktsicheren Stufenschaltern (Kleindrehschalter vom Typ Rel sch 147 der Siemens & Halske AG) und Festwiderständen geeignet gestufte Potentiometer gebaut. Der Ablenkstrom konnte dabei mit Grobeinstellern in 12 Stufen, mit Mittel- und Feineinstellern in je 20 Stufen verändert werden, so daß der gesamte Stromeinstellbereich einer Stromeinrichtung in 4800 fast gleichmäßigen Stromschritten überstrichen wurde.

Abb. 13 zeigt das Prinzipschaltbild der nach den besprochenen Gesichtspunkten aufgebauten Stromversorgung für eine Koordinate der Parallelverstellung des Strahles. Die vier in Reihe geschalteten Ablenkspulen (je ein Spulenpaar gehörte zu einer Ablenkebene) lagen zwischen dem Abgriff und dem unteren Ende eines Potentiometers, das durch jeweils die Hälfte der an Schaltebene Nr. 1 des Grobeinstellers liegenden Widerstände und die dazu in Reihe geschalteten Mittel- und Feineinsteller gebildet wurde. Diese letzteren bestanden jeweils aus zwei mit Widerständen bestückten Schaltebenen und waren so mit dem Grobeinsteller verbunden, daß n Widerstände eines der Einsteller vor und $26 \cdot n$ Widerstände hinter die gerade benutzte Hälfte des Grobeinstellers geschaltet waren. Durch Verstellen der Schleifer konnte man n auf jeden ganzzahligen Wert $0 \leqq n \leqq 26$ einstellen. Da der Nennwiderstand von 20 in Reihe geschalteten Widerständen des Mitteleinstellers gleich dem Nennwiderstand eines Grobeinsteller-Widerstandes war und ebenso der Nennwiderstand von 20 Feineinsteller-Widerständen gleich einem einzelnen Widerstand des Mitteleinstellers, wurde die einer Stufe des Grobeinstellers entsprechende Änderung des Ablenkstromes durch Mittel- und Feineinsteller in 400 gleichmäßige Schritte feiner unterteilt. Über diese 20 Widerstände hinaus enthielten Mittel- und Feineinsteller je sechs weitere Widerstände, damit die Einstellbereiche die entsprechende gröbere Stufe etwas überlappten und Widerstandstoleranzen ausgeglichen wurden. Natürlich waren die Einsteller so gepolt, daß einem Verstellen im gleichen Drehsinn ein Verschieben der Feinstrahlsonde in gleicher Richtung entsprach. Das Umkehren der Stromrichtung in den Ablenkspulen wurde dabei mit Hilfe der Schaltebenen 2, 3 und 4 des Grobeinstellers durch Umpolungen vorgenommen und trat von

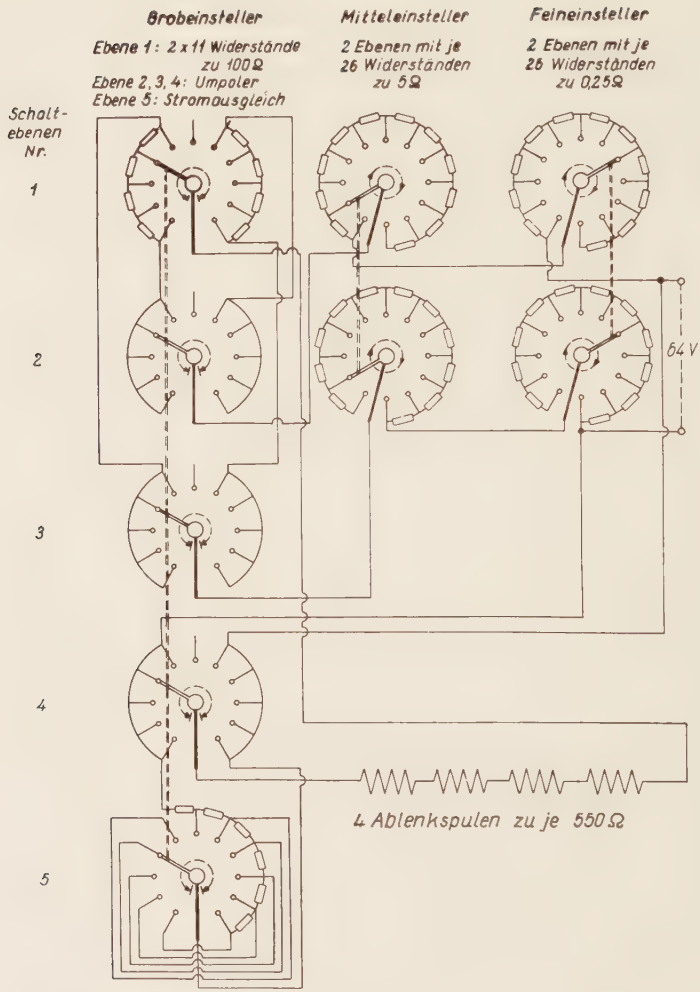


Abb. 13. Stromversorgung eines Ablenksystems zum Parallelverstellen des Feinstrahles. (Der besseren Übersichtlichkeit halber wurden nur 2×4 der 2×11 Widerstände des Grobeinstellers und nur 11 der 26 Widerstände in jeder Ebene des Mittel- und des Feineinstellers eingezeichnet.)

selbst ein, wenn man den Schleifer des Grobeinstellers nach dem Eindrehen in die dem Ablenkstrom Null entsprechende Mittelstellung im gleichen Drehsinn um eine Raste weiterdrehte. Es sei noch erwähnt, daß der Mittel- und der Feineinsteller keinen Anschlag hatten und sich frei herumdrehen ließen; wenn der Schleifer das nicht durch einen Widerstand überbrückte Kontaktpaar überschritt, sprang die Feinstrahlsonde um den einer Stufe des nächstgröberen Einstellers entsprechenden, aber wegen der Überlappung etwas ver-

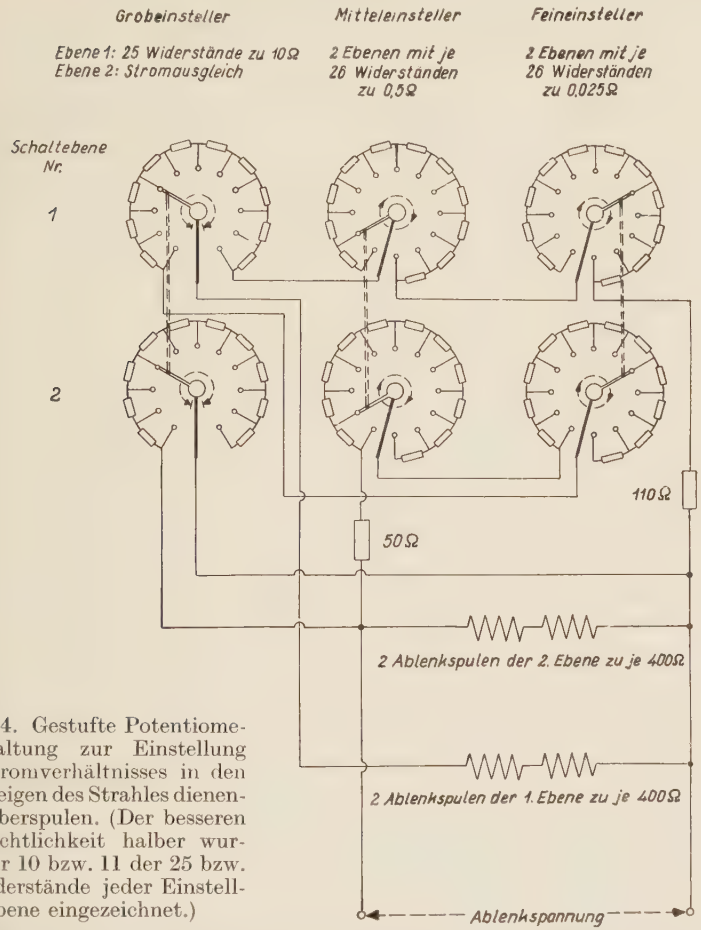


Abb. 14. Gestufte Potentiometerschaltung zur Einstellung des Stromverhältnisses in den zum Neigen des Strahles dienenden Überspulen. (Der besseren Übersichtlichkeit halber wurden nur 10 bzw. 11 der 25 bzw. 26 Widerstände jeder Einstellebene eingezeichnet.)

größerten Verstellweg zurück; man brauchte daher nur diesen gröberen Einsteller um eine Stufe im gleichen Drehsinn weiterzustellen, um die Feinstrahlsonde wieder bis fast an den „Absprungplatz" heranzuführen. Schließlich wurden noch mit der Schaltebene 5 des Grobeinstellers so abgestimmte Widerstände zu der bisher besprochenen Schaltung parallel geschaltet, daß der gesamte von der in Abb. 13 dargestellten Schaltung verbrauchte Strom unabhängig von der Stellung des Grobeinstellers etwa konstant war. Dadurch wurden Rückwirkungen auf die Batterie vermieden, die auch zu Veränderungen des Linsenstromes geführt hätten. Eine Stufe des Feineinstellers entsprach einer Strahlverschiebung von 0,1 μ, und die Elektronensonde ließ sich mit dem besprochenen Ablenksystem rasch und sicher auf jeden beliebigen Punkt des Gesichtsfeldes einstellen.

Es sei noch erwähnt, daß die Stromversorgung der in Abs. 1.3 besprochenen Stigmatoren sowie der zum Neigen des Strahles benutzten Überspulen in ent-

sprechender Weise – wenn auch mit anderen Widerstandswerten – aufgebaut war; es konnten aber die Feineinsteller eingespart werden, weil die mit den Mitteleinstellern allein erreichbare Genauigkeit der Stromeinstellung hier erfahrungsgemäß ausreichte. Zum Einstellen des oben besprochenen, vom Versuchsaufbau abhängigen Stromverhältnisses in den Überspulen diente dabei die in Abb. 14 dargestellte gestufte Potentiometerschaltung, die entsprechend der in Abb. 13 wiedergegebenen Schaltung aufgebaut war. Der Winkel der Strahlneigung gegen die Objektivachse konnte in Stufen von $5 \cdot 10^{-4}$ rad geändert werden.

2. Das Abbildungssystem

Nachdem das Bestrahlungssystem besprochen worden ist, sollen nun die Besonderheiten des Abbildungssystems behandelt werden. Von der bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* [1] benutzten Anordnung unterschied es sich durch den Fortfall der Selektorblende und die Verwendung einer elektrostatischen Zwischenlinse. Objektiv- und Projektivlinse waren – wie bereits oben erwähnt – elektromagnetische Linsen üblicher Bauart. Da die bei der Abbildung eines Präparates mit magnetischen Linsen auftretenden Abbildungsfehler wohlbekannt sind und der Verfasser bereits an anderer Stelle [13] die von magnetischen Linsen bei der Abbildung des Beugungsdiagramms hervorgerufenen Fehler untersucht hat, sollen hier nur die von der elektrostatischen Zwischenlinse herrührenden Fehler behandelt werden.

Die Strahlengänge für die Abbildung des Präparates wie auch für die Abbildung des Beugungsdiagramms sind in Abb. 1 dargestellt. Die Präparatabbildung kann zweistufig mit Objektiv- und Projektivlinse allein (s. Abb. 1c) oder dreistufig bei zusätzlicher Benutzung der Zwischenlinse (s. Abb. 1a) vorgenommen werden. Geht man von der dreistufigen Präparatabbildung der Abb. 1a aus und bildet das in der hinteren Objektivbrennebene entstehende Beugungsdiagramm mit Zwischenlinse und Projektiv auf den Endbildschirm ab, so liegt das erste Zwischenbild des Präparates vor der Zwischenlinse, und der Strahlengang (s. Abb. 1b) gleicht demjenigen, der bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* verwendet wird. Wenn man hingegen von der zweistufigen Präparatabbildung der Abb. 1c ausgeht, liegt beim Abbilden des Beugungsdiagramms das erste Zwischenbild des Präparates zwischen Projektiv und Zwischenlinse (s. Abb. 1d); der Strahlengang entspricht also demjenigen, der bei elektrostatischen Elektronenmikroskopen zur Abbildung des Beugungsdiagramms verwendet wird [29].

Vor den von der elektrostatischen Zwischenlinse hervorgerufenen Abbildungsfehlern soll noch der Aufbau dieser Linse kurz besprochen werden.

2.1. Der Aufbau der elektrostatischen Zwischenlinse

Zur Ersparnis eigener Entwicklungsarbeiten wurde von der Firma Carl Zeiss, Oberkochen, eine beim AEG-Zeiss-Elektronenmikroskop EM 8 [29] als Objektiv dienende elektrostatische Linse gekauft und zur Verwendung auf der optischen Bank in einem vakuumdichten Gehäuse auf einen Kreuztisch aufgeschraubt, mit dem sie beim Justieren in zwei Koordinaten senkrecht

zur Geräteachse verschoben werden konnte (Abb. 15). Der normalerweise zur Linse gehörende und die Hochspannungszuführung tragende feststehende Isolator wurde daher fortgelassen und die Hochspannung berührungssicher über einen federnd beweglichen Stab zugeführt, der den Justierbewegungen keinen Widerstand entgegensetzte. Damit der beim Betrieb mit langer Brennweite zu erwartende zweizählige Astigmatismus kompensiert werden konnte, wurde ein aus acht eisenfreien Spulen bestehender elektromagnetischer Stigmator, der wie der oben besprochene Kondensorstigmator aufgebaut war, an die Linse angeschraubt. Da die Mittelelektrodenspannung der Linse zum Einstellen der Brennweite über einen weiten Bereich veränderlich sein mußte, wurde als Spannungsquelle eine besondere Hochspannungsanlage [30] benutzt, deren Spannungshöhe zwischen 52 und 12 kV kontinuierlich variiert werden konnte.

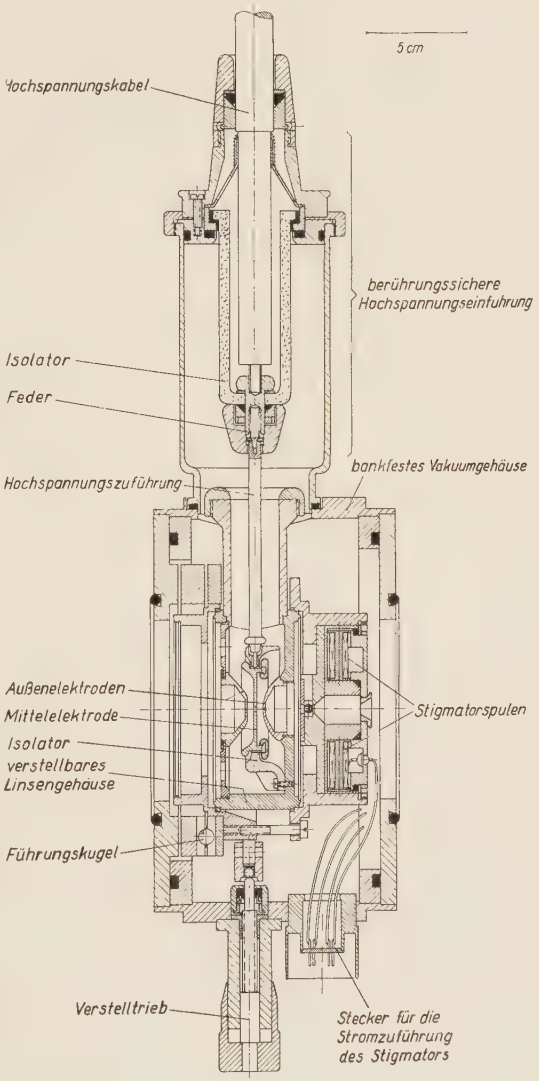


Abb. 15. Schnitt durch die im Betrieb justierbare elektrostatische Linse mit berührungssicherer Hochspannungszuführung und einem elektromagnetischen Stigmator zur Korrektur des axialen Astigmatismus zweiter Ordnung beim Arbeiten mit langer Brennweite.

2.2. Die Verzeichnung der Zwischenlinse bei der Abbildung des Präparates

Bei der Abbildung des Präparates im Strahlengang der Abb. 1a ist die elektrostatische Zwischenlinse als Projektivlinse zu betrachten. Kurzbrennweitige elektrostatische Projektivlinsen werden nun

gewöhnlich in demjenigen, in der Nähe des Brennweitenminimums gelegenen Arbeitspunkt betrieben, in dem die kissenförmige Verzeichnung in die tonnenförmige übergeht und daher das Bild verzeichnungsfrei ist [29]. Die Mittelelektrodenspannung ist dann von der Strahlspannung höchstens unwesentlich verschieden. Da aber die benutzte elektrostatische Linse für eine maximale Betriebsspannung von $U_L = 50$ kV gebaut und die für die Versuche benutzte elektronenoptische Bank nur für die festen Beschleunigungsspannungsstufen 40, 60, 80 und 100 kV eingerichtet war, ist allein bei $U_B = 40$ kV ein streng verzeichnungsfreies Arbeiten möglich gewesen.

Nun ist einerseits für Elektronenbeugungsuntersuchungen eine möglichst hohe Beschleunigungsspannung oft vorteilhaft, weil schnellere Elektronen dickere Präparate durchstrahlen können; andererseits konnte aber die Mittelelektrodenspannung elektrostatischer Linsen der Überschlagsfestigkeit wegen bisher 70 kV nicht überschreiten [31]. Es soll daher untersucht werden, mit welcher Verzeichnung man bei dreistufiger Abbildung des Präparats rechnen muß, wenn die Beschleunigungsspannung der Elektronen merklich höher wird als die Mittelelektrodenspannung der elektrostatischen Linse.

Tabelle 1

M_{Proj}	Φ_{Proj}/mm	Zwischenlinsenverzeichnung in % bei einer Zwischenlinsenspannung $U_L = 50$ kV und einer Beschleunigungsspannung U_B		
		60 kV	80 kV	100 kV
50	2,0	0,174	1,04	37
100	1,0	0,043	0,26	9,4
200	0,5	0,011	0,07	3,7
Zwischenlinsenvergrößerung M_{Zw} bei b = 160 mm		24	9,8	5,2

Für ein nicht im Brennweitenminimum arbeitendes Projektiv ist die auf die Gegenstandsebene bezogene radiale Verzeichnung nach *Leisegang* [32] $\triangle r/r = C_{\ddot{o}} r^2/f^3$, wenn r den Achsenabstand des achsenparallel einfallenden Strahles darstellt, für den hier der Radius des Endbildes, dividiert durch das Produkt aus Projektiv- und Zwischenlinsenvergrößerung, einzusetzen ist. Messungen des Öffnungsfehlers der hier benutzten elektrostatischen Linse über einen größeren Bereich des Verhältnisses U_L/U_B sind leider nicht bekannt geworden. Jedoch hat *Heise* [33] den Öffnungsfehler einer Linse, die der hier verwendeten in den Abmessungen sehr ähnlich ist, in dem für die Präparatbildung interessierenden Arbeitsbereich $0{,}6 < U_L/U_B \leqq 1$ gemessen, so daß diese Zahlenwerte ohne zu großen Fehler einer Abschätzung zugrunde gelegt werden können. Das Ergebnis dieser Abschätzung, die in der skizzierten Weise mit der Linsenspannung $U_L = 50$ kV für die Beschleunigungs-

spannungen U_B = 60, 80 und 100 kV sowie 50-, 100- und 200fache Projektivvergrößerung M_{Proj} ausgeführt wurde, ist in Tabelle I zusammengefaßt. Die Werte gelten für eine Zwischenlinsenbildweite b = 160 mm; es wurden auch die Vergrößerung M_{Zw} der Zwischenlinsenstufe und der Durchmesser Φ_{Proj} der Projektivblenden eingetragen, deren Rand das auf dem Endbildschirm sichtbare Gesichtsfeld im zweiten Zwischenbild begrenzt.

Wie man sieht, halten sich die Verzeichnungen bei U_B = 60 und 80 kV noch im Rahmen des Üblichen, während man bei U_B = 100 kV besonders mit den niedrigen Projektivvergrößerungen keine brauchbare Abbildung mehr erhält. Eine dreistufige Abbildung des Präparates ohne größere Verzeichnung läßt sich also auch mit einer elektrostatischen Zwischenlinse etwa in dem Arbeitsbereich $1 \leqq U_B/U_L < 1{,}6$ erhalten. Bei Verwendung einer elektrostatischen Linse mit einer Mittelelektrodenspannung von 70 kV, wie sie von *Gribi* und Mitarbeitern [31] angegeben worden ist, bliebe auch bei U_B = 100 kV und dem Strahlengang der Abb. 1a die Verzeichnung unter 1%.

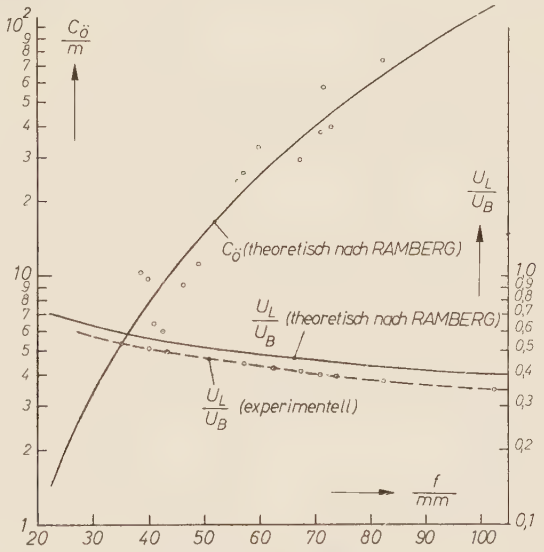


Abb. 16. Öffnungsfehler und relative Mittelelektrodenspannung der in Abb. 15 dargestellten elektrostatischen Linse, aufgetragen als Funktion der Brennweite. Die gemessenen Werte sind als Kreise dargestellt, und die durchgezogenen Kurven wurden nach *Ramberg* [34] berechnet.

2.3. Der Einfluß des Öffnungsfehlers der elektrostatischen Zwischenlinse auf die Abbildung des Beugungsdiagramms

Bereits an anderer Stelle hat der Verfasser [13] die von der Zwischenlinse bei der Abbildung des Beugungsdiagramms hervorgerufenen Fehler angegeben. Da im vorliegenden Fall der axiale Astigmatismus durch den Stigmator korrigiert werden konnte, blieb allein der Einfluß des Öffnungsfehlers übrig. Zunächst soll daher die Größe der Öffnungsfehlerkonstanten der Zwischenlinse bestimmt werden, die für die zur Abbildung des Beugungsdiagramms verwendete längere Brennweite in den von *Heise* [33] angegebenen Daten nicht enthalten war.

Die verwendete elektrostatische Einzellinse dient normalerweise als Objektiv und hat dann eine Brennweite von 5 mm. Dabei liegt die Mittelelektrode auf Kathodenpotential. Für die hier vorgesehene Abbildung des Beugungsdiagramms mußte die viel längere Brennweite $f_{Zw} \approx 75$ mm benutzt

und dazu die Mittelelektrodenspannung U_L auf etwa 40% der Strahlspannung U_B gesenkt werden. Leider lagen in der Literatur keine Angaben über Messungen des Öffnungsfehlers an elektrostatischen Linsen vor, die unter diesen Bedingungen arbeiten. Aus den von *Ramberg* [34] für eine ähnliche Linse berechneten Daten ergab sich im Arbeitspunkt $f_{Zw} = 75$ mm als Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}} = 50$ m. Zur Kontrolle wurde der Öffnungsfehler auch durch das Ausmessen von Kaustikquerschnitten [23] bestimmt und zusammen mit der relativen Mittelelektrodenspannung U_L/U_B in Abb. 16 als Funktion der Brennweite f_{Zw} aufgetragen. Wie man sieht, stimmen die gemessenen Öffnungsfehlerkonstanten befriedigend mit den nach *Ramberg* berechneten überein, während die gemessene Brechkraft etwas größer ist als die berechnete.

Nunmehr kann die vom Öffnungsfehler hervorgerufene Verzeichnung bei der Abbildung des Beugungsdiagramms durch die Zwischenlinse ausgerechnet werden. Sie ergibt sich für den Strahlengang der Abb. 1b, der dem a. a. O. [13] behandelten genau entspricht, nach der dort abgeleiteten Gleichung (1) zu

$$V_{r,\,Zw} = \frac{\triangle r_B}{r_B} = \frac{g r_G^2}{f_{Zw}^4} \left(\frac{s}{g - s} \right)^3 C_{\ddot{o}} . \qquad (3)$$

Dabei bedeutet r_G den Achsenabstand des in der Entfernung g vor der Linse liegenden Gegenstandspunktes, $\triangle r_B$ die Verschiebung des entsprechenden Bildpunktes gegenüber der unverzeichneten Lage r_B und s den Abstand des ersten Zwischenbildes des Präparates von der Zwischenlinse. Setzt man die geometrisch-optischen Daten $g = 140$ mm, $f_{Zw} = 75$ mm und $s \approx 45$ m des auf der elektronenoptischen Bank ausprobierten Strahlenganges ein, so ergibt sich bei einer Objektivbrennweite $f_{Obj} = 3$ mm für den Beugungswinkel $\vartheta = 10^{-1}$ zunächst $r_G = f_{Obj}\,\vartheta = 0.3$ mm und als Zwischenlinsenverzeichnung $V_{r,\,Zw} = 2{,}1\ ^0/_{00}$. Diese radiale Verzeichnung ist praktisch ohne Bedeutung. Nun waren aber die Linsen der optischen Bank der Austauschbarkeit halber als einzelne Bauelemente konstruiert, und demzufolge konnte die Mikroskopröhre auf der Bank nicht so kompakt aufgebaut sein wie diejenige eines handelsüblich gefertigten Mikroskops. Bei einer solchen gedrängteren Anordnung – etwa wenn bei einem Elmiskop I die magnetische Zwischenlinse durch eine an gleicher Stelle stehende elektrostatische ersetzt würde – wäre die radiale Zwischenlinsenverzeichnung sogar nur $0{,}4\ ^0/_{00}$.

Bei der Diskussion des Strahlenganges der Abb. 1d kann man davon ausgehen, daß die Zwischenlinse nahe am Abbildungsmaßstab 1 : 1 arbeitet und man den Strahlengang zwischen hinterer Objektivbrennebene und Projektivgegenstandsebene als Umkehrung des entsprechenden Teils des Strahlenganges der Abb. 1b auffassen kann. Für s ist dann der Abstand des einstufig vergrößerten Präparatbildes von der Zwischenlinse zu setzen. Dieses Zwischenbild entsteht aus demjenigen einstufigen Präparatbild, das vom Objektiv bei abgeschalteter Zwischenlinse in der Projektivgegenstandsebene erzeugt wird (Abb. 1c). Daher ist von der Zwischenlinse aus gesehen – der Gegenstand virtuell und liegt in der Projektivgegenstandsebene. Objektiv und Zwischenlinse wirken für die Abbildung des Präparates zusammen als Dublette und die Zwischenlinse somit als Reduzierlinse. Für die Lage des Zwi-

schenbildes erhält man dabei aus der virtuellen Gegenstandsweite $g^* = -160$ und $f_{Zw} = 75$ mm: $s = b^* = g^* f_{Zw}/(g^* - f_{Zw}) = 51$ mm. (Die mit * gekennzeichneten Größen beziehen sich auf die Abbildung des Präparates im Strahlengang der Abb. 1d.) Beachtet man nun noch, daß in Gl. (3) für r_G jetzt der in der Projektivgegenstandsebene gemessene Achsenabstand des im Präparat um $\vartheta = 10^{-1}$ abgelenkten Strahles einzusetzen ist, so ergibt sich aus Gleichung (3) $V_{r,\,Zw} = 3\,{}^0/_{00}$. Für ein in der Linsenanordnung dem Elmiskop I entsprechendes und mit elektrostatischer Zwischenlinse ausgerüstetes Mikroskop findet man $V_{r,\,Zw} \approx 3{,}5\,{}^0/_{00}$.

Das Beugungsauflösungsvermögen wird – wie der Verfasser ebenfalls a. a. O. [13] gezeigt hat – durch den Öffnungsfehler der Zwischenlinse auf

$$A_{Zw,\,Cö} = \frac{f_{Zw}^4\,\lambda/Å}{d_o C_ö \left\{\frac{d_o^2\,g^4}{4\,f_{Obj}^4} + 3\left(\frac{s\,\lambda/Å}{1 - s/g}\right)^2\right\}} \tag{4}$$

begrenzt. Hierbei bedeutet d_o den Durchmesser des vom Feinstrahl beleuchteten Bereiches und $\lambda/Å$ denjenigen Winkel, um den ein Elektronenstrahl der Wellenlänge λ von einer Netzebenenschar der Gitterkonstanten 1 Å gebeugt wird und auf den man üblicherweise das Auflösungsvermögen bezieht. Setzt man nun in diese Gleichung (4) die für den Strahlengang der Abb. 1b gültigen Werte sowie $d_o = 0{,}1\ \mu$ ein, so findet man, daß der erste Summand der im Nenner stehenden Klammer jetzt rund zwei Größenordnungen kleiner ist als der zweite. (Bei $d_o = 2\ \mu$ sind sie von gleicher Größenordnung.) Den ersten Summanden kann man daher fortlassen und erhält in dem für das Arbeiten mit der Feinstrahlsonde besonders interessanten Bereich $d_o \approx 0{,}1\ \mu$ einfacher:

$$A_{Zw,\,Cö} \approx \frac{f_{Zw}^4\left(1 - \frac{s}{g}\right)^2}{3\,s^2\,d_o\,C_ö\,\lambda/Å}. \tag{5}$$

Aus Gleichung (5) ergibt sich für das auf der optischen Bank aufgebaute Versuchsmikroskop $A_{Zw,\,Cö} = 1{,}2 \cdot 10^4$ und für eine gedrängtere, dem Elmiskop I entsprechende Linsenanordnung $A_{Zw,\,Cö} = 6{,}2 \cdot 10^4$. Vergrößert man den Sondendurchmesser auf $d_o = 2\ \mu$, was etwa dem Durchmesser des auswählbaren Bereiches bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* entspricht, so muß man zur Berechnung der Beugungsauflösung die Gleichung (4) benutzen und erhält für den Bankaufbau $A_{Zw,\,Cö} = 490$ und für die kompaktere Anordnung $A_{Zw,\,Cö} = 2{,}5 \cdot 10^3$.

Will man die Begrenzung der Beugungsauflösung für den in Abb. 1d dargestellten Strahlengang berechnen, so geht man am bequemsten wieder davon aus, daß das zwischen dem Objekt und seinem zweistufigen Bild liegende Teilstück des Strahlenganges der Abb. 1d dem entsprechenden Teilstück des Strahlenganges der Abb. 1b gleicht, sofern man nur bei ersterem die Strahlrichtung umkehrt. Daher läßt sich auch das Beugungsauflösungsvermögen nach Gleichung (4) berechnen, wenn man dort die Objektivbrennweite f_{Obj} durch die Projektivbrennweite f_{Proj}, die Sondengröße d_o durch den Durchmesser $d_o M^*$ des dicht bei der hinteren Projektivbrennebene entstehenden zweistufigen Bildes der Sonde und den Beugungswinkel $\lambda/Å$ durch die Strahl-

neigung $(\lambda/Å)/M^*$ ersetzt, die der im Objekt mit dem Beugungswinkel $\lambda/Å$ gestreute Strahl in der Ebene des zweistufigen Objektbildes hat. Für s ist der bereits oben ausgerechnete Abstand des einstufig vergrößerten Objektes von der Zwischenlinse und für g die Entfernung b_{Zw} der Projektivgegenstandsebene von der Zwischenlinse einzusetzen, welche gleich der Zwischenlinsenbildweite bei der Abbildung des Beugungsdiagramms mit normaler Strahlrichtung nach Abb. 1d ist. Der Abbildungsmaßstab M^* für die zweistufige Abbildung des Objekts in die hintere Projektivbrennebene ergibt sich als Produkt $M^* = M^*_{Obj}\, M^*_{Zw}\, M^*_{Proj}$. Dabei ist $M^*_{Obj} = b^*_{Obj}/f_{Obj} = (f_{Obj} + g_{Zw} + b_{Zw})/f_{Obj} \approx (g_{Zw} + b_{Zw})/f_{Obj}$ (denn das vom Objektiv erzeugte – und von diesem aus gesehen reelle – Zwischenbild entsteht in der Projektivgegenstandsebene). $M^*_{Zw} = b^*_{Zw}/g^*_{Zw} = s/b_{Zw}$ u. $M^*_{Proj} = f_{Proj}\, g^*_{Proj} = f_{Proj}/(b_{Zw} - s + f_{Proj}) \approx f_{Proj}/(b_{Zw} - s)$. Die mit dem Stern * gekennzeichneten Vergrößerungen und Abstände beziehen sich wieder auf die Abbildung des Objektes, und der Zusammenhang dieser Abstände mit der zur Abbildung des Beugungsdiagramms gehörenden Zwischenlinsenbildweite b_{Zw} und Zwischenlinsengegenstandsweite g_{Zw} ist aus Abb. 17 ersichtlich. Durch die besprochenen Substitutionen erhält man aus Gleichung (4) nunmehr als Begrenzung des Beugungsauflösungsvermögens durch den Öffnungsfehler

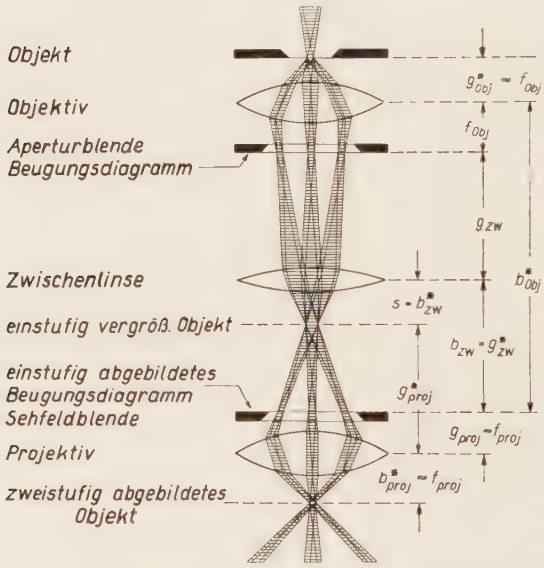


Abb. 17. Zur Berechnung der Begrenzung des Beugungsauflösungsvermögens im Strahlengang der Abb. 1d durch den Öffnungsfehler der Zwischenlinse. (Die mit * bezeichneten Größen beziehen sich auf die Abbildung des Präparates.)

der Zwischenlinse

$$A_{Zw,\,C\ddot{o}} = \frac{f_{Zw}^4\ \lambda/Å}{d_0 C_{\ddot{o}} \left\{ \dfrac{d_0^2\ g_{Zw}^4}{4\ f_{Obj}^4} + 3 \left(\dfrac{s\ \lambda/Å}{1 - \dfrac{s}{b_{Zw}}} \right)^2 \right\}}. \tag{6}$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von Gleichung (4) nur dadurch, daß im zweiten Summanden des Nenners s/b_{Zw} an Stelle von s/g steht.

Bei dem auf der elektronenoptischen Bank aufgebauten Elektronenmikroskop war $b_{Zw} = 160$ mm, und daher änderte sich die Beugungsauflösung im

Strahlengang der Abb. 1d gegenüber den für den Strahlengang der Abb. 1b nach Gleichung (4) mit g = 140 mm berechneten Werten um weniger als 1%. Bei einer kompakteren, dem Elmiskop I entsprechenden Linsenanordnung ist $b_{zw} = 137$ mm und daher erheblich größer als g, welches 77 mm beträgt; jedoch sind auch hier die nach Gleichung (6) berechneten Beugungsauflösungen nur unwesentlich, nämlich um 5 bis 7% kleiner als die oben mit Gleichung (4) erhaltenen Werte.

Nun hat der Verfasser [35] bereits früher gezeigt, daß das Beugungsauflösungsvermögen durch die Körnigkeit der zur Aufnahme der Beugungsdiagramme benutzten photographischen Schichten etwa auf den Wert $A_{ph} \approx 10^3$ begrenzt wird. Zusammenfassend bleibt daher festzustellen, daß die Verwendung einer elektrostatischen Zwischenlinse an Stelle einer magnetischen die praktische Beugungsauflösung nicht beeinträchtigt, weil die höhere Beugungsauflösung, die wegen des etwa zehnmal kleineren Öffnungsfehlers magnetischer Linsen elektronenoptisch erreichbar wäre, wegen der Körnigkeit der Photoplatte nicht ausgenutzt werden kann.

3. Die Begrenzung der Beugungsauflösung durch den Beugungsfehler

Der Durchmesser des Beugungsscheibchens, das durch Beugung der Elektronenwellen an der Öffnungsblende entsteht, die im langbrennweitigen Kondensor zum Begrenzen der Bestrahlungsapertur angeordnet ist, beträgt bei einer der Strahlspannung U = 80 kV entsprechenden Elektronenwellenlänge $\lambda = 4 \cdot 10^{-2}$ Å bekanntlich $2\delta_B \approx 1{,}2\,\lambda/\beta = 5 \cdot 10^{-6}/\beta\ \mu$. Mit $\beta = 2 \cdot 10^{-4}$ erhält man z. B. $2\delta_B \approx 0{,}025\ \mu$. Man darf daher die Bestrahlungsapertur nicht wesentlich kleiner als diesen Wert machen, wenn das Beugungsfehlerscheibchen einen geometrisch-optischen Sondendurchmesser von 0,1 μ nicht merklich vergrößern soll.

Nun ist das – wie üblich auf die Gitterkonstante 1 Å bezogene – Beugungsauflösungsvermögen $A = \lambda/\text{Å}/2\beta$ der Bestrahlungsapertur 2β umgekehrt proportional. Da aber die Bestrahlungsapertur 2β wegen des Beugungsfehlers nach unten begrenzt ist, ergibt sich als maximal erreichbare Beugungsauflösung $(A_\beta)_{max} = \dfrac{\lambda/\text{Å}}{2\beta_{min}}$. Ersetzt man β_{min} durch den zulässigen Radius δ_B des Beugungsscheibchens, so erhält man – unabhängig von der Wellenlänge – $(A_\beta)_{max} \approx 0{,}8\ \delta_B/\text{Å}$. Bei Feinstrahlsonden von etwa 0,1 μ Durchmesser darf $2\delta_B$ höchstens 200 bis 300 Å betragen, so daß $A_\beta = 80$ bis 120 wird und eine hohe, das Auflösungsvermögen der Photoplatte ausschöpfende Beugungsauflösung grundsätzlich nicht erreicht werden kann. Unter diesen Bedingungen liegt die minimale Bestrahlungsapertur $2\beta_{min}$ zwischen 3 und $5 \cdot 10^{-4}$.

4. Erfahrungen beim Erproben der Feinstrahlbeugungseinrichtung auf der elektronenoptischen Bank

Die Strahlengänge der Abb. 1 wurden auf der elektronenoptischen Bank ausprobiert, damit erste Erfahrungen für die Konstruktion eines speziellen Feinstrahlbeugungs-Elektronenmikroskops gesammelt werden konnten.

Abb. 18 zeigt den Versuchsaufbau. Als Verkleinerungslinsen des Kondensors wurden zwei kurzbrennweitige elektromagnetische Linsen üblicher Art mit einer minimalen Brennweite von ca. 2 mm benutzt. Darauf folgten die oben besprochene langbrennweitige, starke Kondensorlinse, das Ablenksystem, der Präparattisch, das Objektiv, die ebenfalls besprochene elektrostatische Zwischenlinse, ein Zwischentubus, das Projektiv und schließlich der Endbildtubus mit Einblickfenster, Endbildschirm und Plattenkammer. Das Objektiv hatte einen asymmetrischen Polschuh mit 3,8 bzw. 2,5 mm Bohrungsdurchmesser und 2,7 mm Spaltweite. Während des Betriebes konnte die Objektivaperturblende zentriert und der axiale Astigmatismus des Objektivs mit einem Stigmator kompensiert werden. Das Projektiv war mit einer Polschuhwechseltrommel nach *Ruska* [36] ausgerüstet, und so konnten vier Projektivpolschuhe ohne Belüften der Bank gegeneinander ausgetauscht und die Normvergrößerungen $M_{Proj} = 25$, 50, 100 und 200 eingestellt werden.

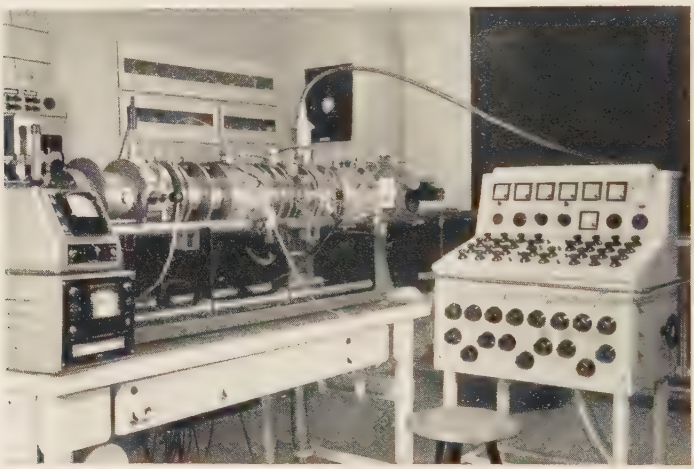
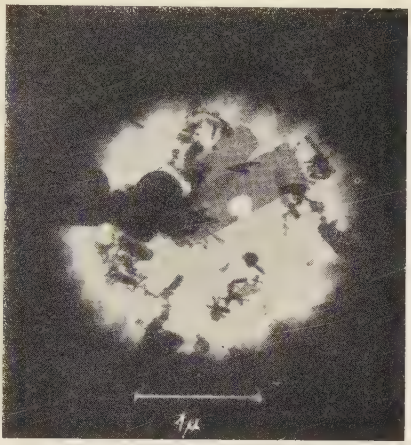


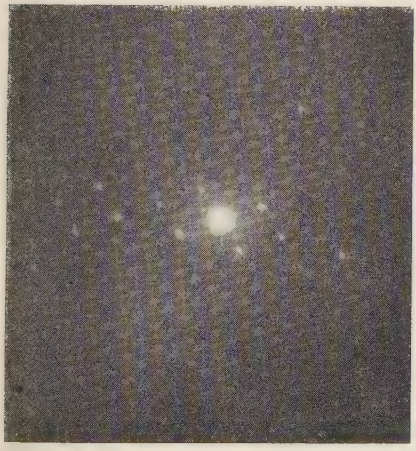
Abb. 18. Auf der elektronenoptischen Bank aufgebauter Strahlengang zur Feinbereichsbeugung bei Feinstrahlbeleuchtung des Präparates durch einen dreistufigen Kondensor mit langbrennweitiger letzter Stufe. Die elektrostatische Zwischenlinse ist an der nach oben herausragenden Hochspannungseinführung zu erkennen; die langbrennweitige Kondensorlinse liegt fast genau in der Bankmitte (direkt hinter dem um 45° nach schräg oben herausstehenden Blendentrieb). An der Vorderseite des Bedienungspults liegen die Drahtpotentiometer zum Einstellen der Linsenströme, auf der schrägen Fläche die gestuften Schalter zum Einstellen der Ströme für die Ablenksysteme und Stigmatoren. Der Aufsatz enthält Kontrollinstrumente zur Überwachung der Linsenströme und Primärstromkreise sowie Drehschalter zum Einschalten und Einstellen der Hochspannung, der Wehneltspannung und der Kathodenspannung.

Wenn man Beugungsbilder ausgewählter Bereiche von der Größenordnung 0,1 μ herstellen will, so darf die Endbildvergrößerung nicht zu klein sein, damit man die Lage der Sonde und unter Umständen noch Einzelheiten in den beugenden Bereichen erkennen kann. Sie darf aber andererseits auch

a



b



c

Abb. 19 a, b u. c. Feinbereichsbeugung bei Beleuchtung des Präparates durch einen dreistufigen Kondensor mit langbrennweitiger letzter Stufe ($2\,\beta \approx 5 \cdot 10^{-4}$). a) Übersichtsbild (der in b sichtbare Bereich ist gekennzeichnet); b) Markierung der Lage der Feinstrahlsonde; c) Beugungsdiagramm.

nicht zu groß sein, weil man sonst nur ein zu kleines Präparatgebiet überblicken kann und das Heraussuchen eines für das Beugungsexperiment geeigneten Kristalles sehr mühsam wird. Bei den Experimenten auf der optischen Bank erwies sich eine 10000fache Endbildvergrößerung als ein brauchbarer Kompromiß. Es wurde daher meistens mit dem Strahlengang der Abb. 1c gearbeitet. Die optischen Daten waren hierbei: $f_{Obj} = 3{,}5$ mm, $M_{Obj} = 100$, $M_{Proj} = 100$, $M_{ges} = M_{Obj} \cdot M_{Proj} = 10000$; bei der Abbildung des Beugungsdiagramms nach Abb. 1d betrug die Zwischenlinsenvergrößerung $M_{Zw} = 1{,}14$ und somit die Kameralänge $L = f_{Obj} \cdot M_{Zw} \cdot M_{Proj} = 400$ mm. Abb. 19 zeigt eine mit diesem Strahlengang angefertigte Aufnahmeserie. Die Bestrahlungsapertur betrug etwa $2\beta = 8 \cdot 10^{-4}$. Es wurde aber auch häufig mit Aperturen von 1 bis $2 \cdot 10^{-3}$ gearbeitet, um so die Stromdichte der Sonde zu vergrößern und die Expositionszeit bei der Aufnahme des Diagramms (etwa

20 sec bei Abb. 19c) möglichst kurz zu halten; bei größerer Bestrahlungsapertur waren auch die Beugungsreflexe auf dem Leuchtschirm wesentlich besser sichtbar. Man muß ja bedenken, daß bei einem Sondendurchmesser von 0,1 μ nur etwa der hundertste Teil derjenigen Substanzmenge am Beugungsexperiment beteiligt ist, die bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* Intensität zum Diagramm beizusteuern vermag.

Bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* [1] ist bekanntlich das zur Beugung ausgewählte Präparatgebiet größer als 1 μ, so daß seine Aufnahme fast immer genügend charakteristische Bildeinzelheiten enthält und man es in Übersichtsbildern größerer Präparatgebiete ohne Schwierigkeiten wiederfindet. Bei den mit der Feinstrahlsonde ausgewählten Präparatbereichen von 0,1 μ Durchmesser war dies aber nicht mehr der Fall, und so wurde die beugende Präparatstelle in der Aufnahme des Präparats auf folgende Weise gekennzeichnet: Die Photoplatte wurde zweimal exponiert, und zwar zuerst mit einer Belichtungszeit von etwa 10 Sekunden und scharfgestellter Feinstrahlsonde, wobei die Sondenlage durch Überbelichtung deutlich markiert wurde, und dann etwa 20 Sekunden, wobei die nähere Umgebung des ausgewählten Bereiches bei defokussierter Sonde aufgenommen wurde. Die verhältnismäßig lange Belichtung der zweiten Aufnahme war notwendig, weil der Sondenstrom beim Defokussieren über ein Gebiet von mindestens zehnfachem Sondendurchmesser verteilt wurde und die Stromdichte um zwei Größenordnungen sank. Zum Defokussieren brauchte man die Durchflutung der langbrennweitigen Kondensorlinse nur wenig zu ändern, so daß auch die damit einhergehende Änderung des magnetischen Streufeldes gering blieb und den Strahl nur wenig beeinflußte. Nichtsdestoweniger beobachtete man auch hier, daß sich der beim Defokussieren entstehende kreisförmige Bereich nicht konzentrisch zum Scharfstellpunkt der Sonde öffnete. Die verhältnismäßig lange Belichtungszeit bei defokussierter Sonde wurde in Kauf genommen, weil sich wegen des magnetischen Streufeldes der beiden Verkleinerungslinsen der Sondendurchmesser nicht kontinuierlich bei gleichbleibender Stromdichte vergrößern ließ, was man an und für sich durch Vermindern des Verkleinerungsmaßstabes der von diesen Linsen erzeugten Abbildung der Strahlquelle erreichen können müßte. Die dazu notwendigen kräftigen Veränderungen der Durchflutung dieser Linsen veränderten jedoch das Streufeld so stark, daß die Sonde schnell vollständig aus dem Gesichtsfeld auswanderte. Auch an dieser Stelle hätten elektrostatische Linsen wesentliche Vorteile.

Ein bisher noch nicht erwähnter Vorteil der elektrostatischen Zwischenlinse ist, daß sie keine Bilddrehung verursacht. Die gesamte Bilddrehung ist bekanntlich – bis auf einen konstanten Faktor – durch das zwischen Präparat und Photoplatte entlang der Geräteachse erstreckte Integral über die magnetische Feldstärke gegeben, so daß diese Drehung sowohl für die Abbildung des Präparates als auch für die des Beugungsdiagrammes die gleiche ist. Beim Strahlengang der Abb. 1c, d werden Präparat und Beugungsdiagramm beide zweistufig abgebildet, und ihre Aufnahmen sind daher „richtig" zueinander orientiert, d. h. so, wie bei einer linsenlosen Beugungskamera Präparat und Diagramm zueinander orientiert wären. Dadurch wird natürlich das Auswerten erleichtert. Beim Strahlengang der Abb. 1a, b ist die Präparatabbil-

dung dreistufig, die Abbildung des Beugungsdiagramms aber zweistufig, so daß die Aufnahmen des Diagramms und des Bildes in der Orientierung um 180° gegeneinander gedreht sind.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für förderndes Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dipl.-Ing. *H. Everding* für den Bau der zum Betrieb der elektrostatischen Linse benutzten Hochspannungsanlage, Herrn *J. Radtke* für Hilfe bei den Experimenten und Herrn *F. Stöcklein* für die Konstruktion der starken langbrennweitigen Kondensorlinse und des Verstelltisches für die elektrostatische Linse.

Literatur

[1] *J. B. Le Poole*, Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips' Techn. Rdsch. *9* (1947) 33.
[2] *W. D. Riecke*, Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von ausgewähltem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang. Optik *18* (1961) 278.
[3] *M. v. Ardenne*, Elektronen-Übermikroskop mit wahlweise einschaltbarer Elektronensonde zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen bestimmter kleiner Bezirke des Gesichtsfeldes. Z. Physik *117* (1941) 515.
[4] *M. v. Ardenne*, Über ein neues Universal-Elektronenmikroskop mit Hochleistungsmagnet-Objektiv und herabgesetzter thermischer Objektbelastung. Kolloid-Z. *108* (1944) 195.
[5] *M. v. Ardenne, E. Schiebold, F. Günther*, Feinstrahl-Elektronenbeugung im Universal-Elektronenmikroskop. Z. Physik *119* (1942) 352.
[6] *J. Hillier, R. F. Baker*, On the improvement of resolution in electron diffraction cameras. J. Appl. Phys. *17* (1946) 12.
[7] *L. Marton*, A 100 kV electron microscope. J. Appl. Phys. *16* (1945) 131.
[8] *E. Ruska*, Grundlagen der Elektronenoptik und ihre Anwendung bei modernen Elektronenmikroskopen. Convegno di Elettronica e Televisione, Milano, 12. bis 17. 4. 1954, S. 678.
[9] *E. Ruska, O. Wolff*, Ein hochauflösendes 100-kV-Elektronenmikroskop mit Kleinfelddurchstrahlung. Z. wiss. Mikroskopie *62* (1956) 465.
[10] *B. Tadano, I. Makino*, Hitachi electron microscope, type HU-10. Sonderdruckschrift der Fa. Hitachi Ltd., Tokio, Japan (1958).
[11] *N. Takahashi, T. Takeyama, K. Ito, T. Ito, K. Mihama, M. Watanabe*, High temperature furnace for the electron microscope. J. Electronmicroscopy *4* (1956) 16.
[12] *A. C. van Dorsten, S. L. van den Broek*, Some design features of a new Philips electron microscope. IV. Internat. Kongr. für Elektronenmikroskopie Berlin 1958, Verh. I, S. 171, Springer-Verlag, Berlin 1960.
[13] *W. D. Riecke*, Verzeichnung und Auflösung der im *Le Poole*schen Strahlengang aufgenommenen Beugungsdiagramme. Optik 18 (1961) 373.
[14] *E. Ruska*, Un nouveau banc d'optique électronique pour recherches et démonstrations avec des faisceaux d'électrons. Les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire, Toulouse 1955, p. 253.
[15] *W. D. Riecke*, Über eine neue Einrichtung zur Feinstrahlbeugung. IV. Internat. Kongr. für Elektronenmikroskopie Berlin 1958, Verh. I, S. 189, Springer-Verlag, Berlin 1960.
[16] *W. Glaser*, Grundlagen der Elektronenoptik. Springer-Verlag, Wien 1952.
[17] *G. Liebmann, E. M. Grad*, Imaging properties of a series of magnetic electron lenses. Proc. Phys. Soc. (London) B *64* (1951) 956.
[18] *F. Bertein*, Relation entre les défauts de réalisation des lentilles et la netteté des images. Ann. Radioélectricité *2* (1947) 379.
[19] *F. Hehlgans*, Über einige Versuche mit einer intensitätsgesteuerten Elektronenstrahlröhre. Z. techn. Physik *16* (1935) 194.

[20] *A. Septier*, Réalisation pratique d'une lentille quadrupolaire magnétique pour particules de très haute énergie. C. R. Acad. Sci. (Paris) *243* (1956) 132.
[21] *A. Septier*, Etude des champs de fuite d'une lentille quadrupolaire magnétique. C. R. Acad. Sci. (Paris) *243* (1956) 1026.
[22] *A. Septier*, Etude de la longueur efficace d'une lentille magnétique quadrupolaire et de ses variations dans l'entrefer. C. R. Acad. Sci. (Paris) *243* (1956) 1297.
[23] *W. D. Riecke, P. Schiske*, Anwendung der Theorie der dreizähligen Kaustik zu Messungen an langbrennweitigen Linsen. Vortrag auf der 7. Tagung d. Dt. Ges. f. Elektronenmikroskopie, Darmstadt, September 1957. S. a.: Physik. Verh. Bd. 8, Folge 8, S. 221 (1957) (ausführliche Veröffentlichung in Vorbereitung).
[24] *O. Rang*, Der elektrostatische Stigmator, ein Korrektiv für astigmatische Elektronenlinsen. Optik *5* (1949) 518.
[25] *H. Kaden*, Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik. Springer-Verlag, Berlin 1950.
[26] *E. Ruska*, Leistung und Konstanz der Stromversorgungsanlagen für hochauflösende Elektronenmikroskope. ETZ *61* (1940) 889.
[27] *B. v. Borries, E. Ruska*, Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen. Erg. exakt. Naturwiss. *19* (1940) 237.
[28] *A. C. van Dorsten, H. Nieuwdorp, A. Verhoeff*, Das Philips-Elektronenmikroskop für 100 kV. Philips' Techn. Rdsch. *12* (1950) 33.
[29] *O. Rang, H. Schluge*, Aufbau des AEG-Zeiss-Elektronenmikroskops EM 8. AEG-Mitt. *41* (1951) 151.
[30] *H. Everding*, Über eine einfache elektronische Hochspannungsquelle für 50 kV mit hoher Konstanz. IV. Internat. Kongr. für Elektronenmikroskopie Berlin 1958, Verh. I, S. 160. Springer-Verlag, Berlin 1960.
[31] *M. Gribi, M. Thürkauf, W. Villiger, L. Wegmann*, Ein 70-kV-Elektronenmikroskop mit kalter Kathode und elektrostatischer Linse. Optik *16* (1959) 65.
[32] *S. Leisegang*, Elektronenmikroskope. Handbuch der Physik Bd. 33 (Korpuskularoptik), S. 396. Springer-Verlag, Berlin 1956.
[33] *F. Heise*, Bestimmung von Verzeichnung und Öffnungsfehler elektrostatischer Linsen aus Hauptflächen und Brennpunkt-Hilfsflächen. Optik *5* (1949) 479.
[34] *E. G. Ramberg*, Variation of the axial aberrations of electron lenses with lens strength. J. Appl. Phys. *13* (1942) 582.
[35] *W. D. Riecke*, Über ein Elektronenbeugungsgerät mit Hilfselektronenstrahl zum Erhitzen massiver Präparate. Z. wiss. Mikroskopie *63* (1958) 427.
[36] *E. Ruska*, Über neue magnetische Durchstrahlungs-Elektronenmikroskope im Strahlspannungsbereich von 40...220 kV. Teil I. Kolloid-Z. *116* (1950) 102.

(Eingegangen am 17. 5. 1961)

Optik

Optik 19
Heft 3 u. 4, 1962

Sonderabdruck 19. Band 1962, Seite 169–207
Herausgeber: Dr. Fr. Gößler und Dr. N. Günther

WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

DK 537.533

Die Abbildungseigenschaften des Vorfeldes einer magnetischen Objektivlinse vom GLASERschen Glockenfeldtyp [1]

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut
der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

Inhaltsangabe

Die paraxialen Abbildungseigenschaften des vor dem Präparat liegenden Feldteils einer magnetischen Objektivlinse vom *Glaser*schen Glockenfeldtyp werden berechnet. Für dieses Vorfeld läßt sich eine *Newton*sche Abbildungsgleichung aufstellen, wenn man als Gegenstandspunkte die Schnittpunkte der Einfallsasymptoten auffaßt und als Bildpunkte die Schnittpunkte der Tangenten ansieht, die in der Präparatebene an die zu einem Gegenstandspunkt gehörenden Strahlen gezogen werden. Bei starken Objektivlinsen hat das Vorfeld fast ebensoviel Brechkraft wie das eigentliche Abbildungsfeld. Lage und Größe von Ein- und Austrittsblende werden – besonders im Hinblick auf starke Linsen – angegeben, und der Einfluß des hinter der Austrittsblende liegenden Feldteils auf die Abbildung des in der Austrittsblendenebene entstehenden Beugungsdiagramms wird diskutiert. Schließlich wird auf eine in diesem Beugungsdiagramm auftretende Aberration hingewiesen, die vom Magnetfeld der Linse durch die Verschraubung des auf das Präparat einfallenden Strahlenbündels hervorgerufen wird.

Abstract

It is supposed that a magnetic lens of high power is in use. The paraxial imaging properties of that part of the magnetic field which precedes the specimen plane are calculated on the assumption that a bell-shaped field distribution of the *Glaser* type exists. The action of this pre-field can be described by means of *Newton*'s equation. The object points are taken as the points of intersection of the asymptotes of the incident rays. The image points are taken as the points of intersection of the tangents which meet the corresponding group of rays in points lying in the specimen plane. In a high-power objective lens, the prefield lens has nearly as much refractive power as the main objective lens field behind the specimen. Position and diameter of entrance and exit pupil are calculated. The effect of that part of the magnetic field lying behind the exit pupil on the imagery of the diffraction pattern appearing in the plane of the exit pupil is discussed. The quality of this diffraction pattern is impaired because the illumination of the specimen is oblique. This effect results from the rotation of the illuminating beam which takes place in the magnetic field.

[1] D 188 (4. Mitteilung)

Résumé

S'il s'agit d'un objectif magnétique puissant, les propriétés de l'imagerie paraxiale de la partie du champ magnétique qui précède le plan du spécimen peuvent être calculées en admettant qu'il existe une répartition de champ à la forme de cloche du type de *Glaser*. On peut décrire l'action de cette lentille de l'avant champ à l'aide de l'équation de *Newton*. On prend les points objets comme points d'intersection des asymptotes des rayons incidents. Les points images servent de points d'intersection des tangentes qui rencontrent le groupe correspondant de rayons en des points se situant dans le plan spécimen. Dans un objectif puissant la lentille de l'avant champ possède un pouvoir réfracteur presque aussi grand que le champ principal de l'objectif derrière le spécimen. La position et le diamètre de la pupille d'entrée et de la pupille de sortie sont calculés. On discute l'effet de la partie du champ magnétique qui se trouve derrière la pupille de sortie sur l'imagerie du diagramme de diffraction dans le plan de la pupille de sortie. L'éclairage du spécimen, qui est oblique, nuit à la qualité du diagramme de diffraction. C'est la rotation du faisceau d'éclairage qui a lieu dans le champ magnétique, qui est la cause de cet effet nuisible.

Einleitung

In Elektronenmikroskopen unterscheidet man bekanntlich zwei je nach Art ihrer Verwendung verschiedene Linsentypen. Die einen, die Objektivlinsen, stellen ein stark vergrößertes Elektronenbild eines reellen Objektes her; die anderen, die Projektivlinsen, bilden ein z. B. von einer Objektivlinse erzeugtes Elektronenbild – wiederum meist stark vergrößert – ab. Die Gegenstandsebene liegt bei diesen hoch vergrößernden Linsen bekanntlich schon im Linsenfeld, und man braucht beim Objektiv nur den hinter dem Objekt liegenden Feldteil als abbildendes Feld in Betracht zu ziehen. Beim Projektiv hingegen entsteht zwar ein reelles Zwischenbild in derjenigen Ebene, in der das Präparat angeordnet werden müßte, wenn man die Linse als Objektiv benutzen wollte; jedoch wirkt derjenige Teil des Linsenfeldes, der vor dieser Zwischenbildebene liegt und im folgenden als Vorfeld bezeichnet werden soll, bei der Entstehung des Zwischenbildes mit. Bei ausgeschalteter Projektivlinse entsteht daher das von den vorhergehenden Linsen erzeugte Zwischenbild erst hinter dieser Ebene und ist größer, weil die reduzierend wirkende positive Brechkraft des Vorfeldes in Fortfall kommt. Man könnte nun daran denken, die Wirkung des Vorfeldes einerseits und die Wirkung des hinter der Gegenstandsebene liegenden Abbildungsfeldes andererseits als die Wirkungen zweier getrennter Linsen zu behandeln. Diese Betrachtungsweise hat jedoch beim Projektiv keine besonderen Vorteile, weil in der Praxis nur die Wirkung des ganzen Projektivfeldes interessiert.

Beim Objektiv hingegen läßt sich, wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt werden soll, die Wirkung des vor dem Präparat befindlichen Vorfeldes in besonders übersichtlicher Weise als Brechung der einfallenden Strahlen durch eine vor dem eigentlichen Abbildungsfeld liegende und im folgenden als Vorfeldlinse bezeichnete Linse beschreiben. Diese Vorfeldlinse hat zwar keinen direkten Einfluß auf die Abbildung des Präparates, wohl aber auf seine Beleuchtung, und zwar wird die Bestrahlungsapertur vergrößert. Hierauf haben wohl zuerst *v. Borries* und *Ruska* [1] sowie später *v. Ardenne* [2] hingewiesen; rechnerisch behandelt wurde die Vergrößerung der Bestrahlungsapertur

durch das Vorfeld von *Marton* und *Hutter* [3] sowie von *Glaser* und *Robl* [4]. Diese Untersuchungen waren allein auf die Veränderung der Bestrahlungsapertur gerichtet, nicht aber auf die Linseneigenschaften des Vorfeldes, d. h. die Möglichkeit, mit Hilfe des Vorfeldes scharfgestellte Abbildungen zu erzeugen. Dies mag vor allem daran gelegen haben, daß bei den bisher verwendeten Objektiven magnetischer Elektronenmikroskope das Präparat bereits am Anfang des Linsenfeldes angeordnet war und daher nur ein geringer Teil des Linsenfeldes vor der Präparatebene lag. Daher hatte die Vorfeldlinse schwache Brechkraft und brauchte praktisch meist nicht berücksichtigt zu werden. Der Verfasser [5] konnte jedoch kürzlich zeigen, daß man mit Hilfe einer Vorfeldlinse stärkerer Brechkraft und zweier weiterer vor dem Objektiv angeordneter Verkleinerungsstufen ein sehr stark verkleinertes Bild der Strahlquelle auf dem Präparat erzeugen kann. Dadurch gelingt es, den Durchmesser des bestrahlten Bereiches auf die Größenordnung von 100 Å zu begrenzen und – z. B. mit Hilfe eines geeigneten hinter dem Objektiv angeordneten Linsensystems – ein Durchstrahlungs-Elektronenbeugungsdiagramm des im beleuchteten Gebiet liegenden Materials aufzunehmen. Das Präparat liegt bei diesem Strahlengang fast in der Mitte des Objektivfeldes, so daß Vorfeld und eigentliches Abbildungsfeld ungefähr gleich groß sind und etwa gleiche Brechkraft haben. Eine derartige Arbeitsweise ist auch für die hochauflösende Abbildung des Präparates interessant, weil dann der Öffnungsfehler des Abbildungsfeldes um etwa eine Größenordnung kleiner ist als bei der heute üblichen Anordnung des Präparates am Feldanfang.

In der vorliegenden Arbeit sollen daher – über die Berechnung der paraxialen Abbildungseigenschaften des Objektivvorfeldes hinaus – auch Angaben über Lage und Größe der Ein- und Austrittsblenden gemacht werden. Ferner werden Aberrationen im Beugungsdiagramm untersucht, die dadurch entstehen, daß das Präparat im Magnetfeld liegt und die beleuchtenden Strahlen daher „verschraubt" auf die Präparatebene einfallen.

1. Die Berechnung der Kardinalelemente der Vorfeldlinse

Der Rechnung soll als typische Feldverteilung für Objektivlinsen das von *Glaser* [6] angegebene Glockenfeld $B(z) = B_0/(1 + z^2)$ zugrunde gelegt werden, das bekanntlich den Verlauf der magnetischen Induktion $B(z)$ auf der Linsenachse von magnetischen Linsen stärkerer Brechkraft mit guter Näherung wiedergibt und sich außerdem zur Berechnung der Linseneigenschaften besonders gut eignet, weil sich für dieses Feld die Elektronenbahnen mathematisch in geschlossener Form darstellen lassen. In der Gleichung bedeutet z die auf die Feldhalbwertsbreite h bezogene relative Achsenkoordinate $z = \frac{Z}{h}$ und B_0 die Induktion im Punkte $z = 0$, d. h. in der Linsenmitte. Bedeutet e die Elementarladung und m die Elektronenmasse, so kennzeichnet $k^2 = e B_0^2 h^2/8\,mU$ die Linsenstärke; man kann diese Größe durch $k^2 = 3{,}52 \cdot 10^{-3}\,(NJ)^2/U \cdot (V/A^2)$ als Funktion der Durchflutung NJ der Linsenspule und der Strahlspannung U ausdrücken ([6], S. 297). $\varphi = \text{arc tg}\, z$ bedeutet – wie üblich – einen Hilfswinkel ([6], S. 187).

Glaser ([6], S. 189ff.) hat die Abbildungseigenschaften des hinter dem Präparat liegenden Feldteiles der Objektivlinse, d. h. also des eigentlichen Abbildungsfeldes, berechnet. Danach hängt die (negativ definierte) Objektivvergrößerung M^* mit der Brennweite $f = h/\sin\frac{\pi}{\omega}$, der Lage der Gegenstandsebene $Z_0 = h\, z_0 = h \operatorname{ctg} \varphi_0$ und der Koordinate des dingseitigen Brennpunktes $Z(F_0) = h \operatorname{ctg}\frac{\pi}{\omega}$, wie folgt, zusammen:

$$M^* = \frac{f}{Z_0 - Z(F_0)} = \frac{f}{h \operatorname{ctg} \varphi_0 - h \operatorname{ctg}\frac{\pi}{\omega}}.$$

Hierbei bedeutet $\omega = \sqrt{1 + k^2}$. Daraus ergibt sich

$$z_0 = \operatorname{ctg} \varphi_0 = \operatorname{ctg}\frac{\pi}{\omega}\left(1 + \frac{1}{M^* \cos\frac{\pi}{\omega}}\right). \tag{1}$$

Setzt man nun $\varphi_0 = \frac{\pi}{\omega} + \varepsilon$, so gibt ε die Abweichung zwischen den Hilfswinkeln der Dingorte für endlich und unendlich hohe Vergrößerung an. Aus Gl. (1) erhält man nach einigen Umformungen für $|M^*| \gg 1$

$$\varepsilon \approx \operatorname{tg} \varepsilon = -\frac{\sin\frac{\pi}{\omega}}{M^* + \cos\frac{\pi}{\omega}}. \tag{2}$$

In Abb. 1 ist ε für die Objektivvergrößerungen $M = \quad M^* = 20, 30, 50$ aufgetragen. Als Veränderliche wurde die Größe $NJ/\bar{U} = 16{,}85/\overline{\omega^2 \quad 1}\, A/\sqrt{V}$ gewählt, die sich zum Auswerten von Experimenten besser eignet als die Linsenstärke k^2, welche aber zum Vergleich auch aufgetragen wurde. ε wird im folgenden häufig als Parameter benutzt.

Bekanntlich lassen sich die Elektronenbahnen in der Linse am besten in einem „verschraubten" kartesischen Koordinatensystem übersehen, das sich mit der von der Achsenkoordinate z des Elektrons abhängigen Winkelgeschwindigkeit $\dot{\theta} = -e\,B(z)/2m$ um die Linsenachse dreht ([6], S. 129) und dessen z-Achse mit der Linsenachse übereinstimmt. In diesem System kann man jede beliebige, auch windschiefe Elektronenbahn im Grund- und Aufriß (d. h. in der yz-Ebene bzw. xz-Ebene) in der Form

$$\begin{aligned} y &= y_0\, s(z) + y_0'\, t(z) \\ x &= x_0\, s(z) + x_0'\, t(z) \end{aligned} \tag{3}$$

darstellen, wobei s(z) und t(z) die Gleichungen zweier Elektronenbahnen bedeuten, die an der Stelle $z = z_0$ den Anfangsbedingungen

$$s(z_0) = 1,\ s'(z_0) = \left(\frac{ds}{dz}\right)_{z_0} = 0 \quad \text{und} \quad t(z_0) = 0,\ t'(z_0) = \left(\frac{dt}{dz}\right)_{z_0} = 1$$

genügen. Die Achsenabstände Y und X der Grund- und Aufrißbahn wurden dabei durch Division durch die Feldhalbwertsbreite h auf die dimensionslose Form $y = Y/h$ und $x = X/h$ gebracht. Es sei zuerst die Grundrißbahn betrachtet, also die yz-Ebene. In Übereinstimmung mit der Bezeichnungsweise der Gleichung (1) kennzeichnet der Index 0 im folgenden die Objektebene und bezieht also auf diese die Anfangsbedingungen der ausgezeichneten Strahlen s(z) und t(z). Die Elektronen sollen sich in ihren Bahnen – wie üblich – von links nach rechts, d. h. in Richtung wachsender z-Werte bewegen. Das Objektiv-Vorfeld liegt dann links vor dem eigentlichen Objektiv-Abbildungsfeld.

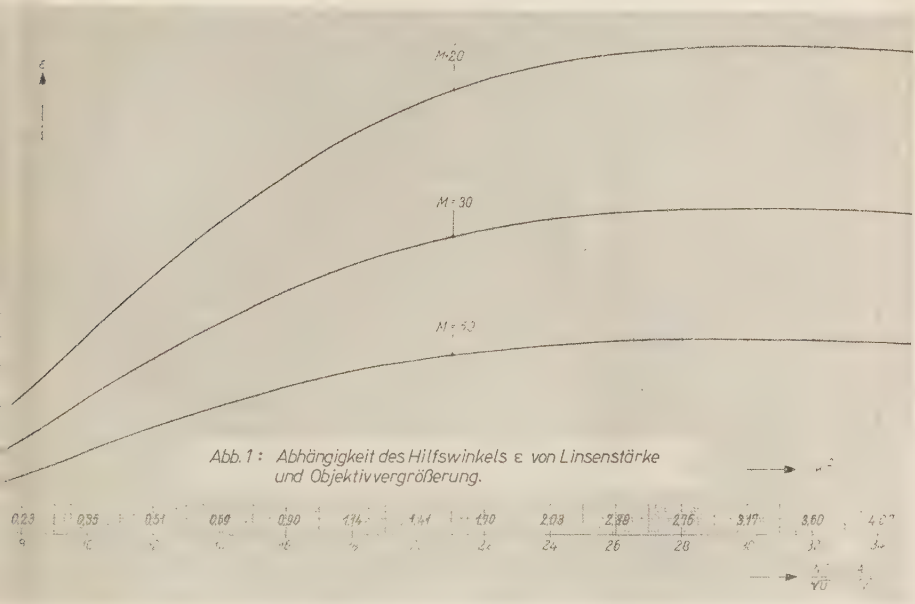


Abb. 1: Abhängigkeit des Hilfswinkels ε von Linsenstärke und Objektivvergrößerung.

Nun kann man bekanntlich den Grund- oder Aufriß einer beliebigen Elektronenbahn im Glockenfeld in der Gestalt $y = C_1 \sin \omega(\varphi + C_2)/\sin \varphi$ schreiben ([6], S. 188). Bestimmt man jetzt C_1 und C_2 jeweils für einen der ausgezeichneten Strahlen mit Hilfe der für die Ebene $z_0 = \operatorname{ctg} \varphi_0$ gültigen Anfangsbedingungen, so ergibt sich mit $\varphi_1 = \frac{1}{\omega} \operatorname{arc\,ctg} \frac{\operatorname{ctg} \varphi_0}{\omega}$

$$s(\ ) = \sqrt{\sin^2 \varphi_0 + \frac{\cos^2 \varphi_0}{\omega^2}} \cdot \frac{\sin \omega (\varphi - \varphi_0 + \varphi_1)}{\sin \varphi} \tag{4}$$

$$t(\varphi) = -\frac{\sin \omega (\varphi - \varphi_0)}{\omega \sin \varphi_0 \sin \varphi}. \tag{5}$$

Es soll jetzt festgestellt werden, welche Gegenstandsebene durch das vor z_0 liegende Vorfeld in die Ebene $z = z_0$ abgebildet wird.

Hierzu betrachtet man in Abb. 2 den Verlauf des Strahles $t(\varphi)$, der in der Ebene z_0 die z-Achse schneidet. Dieser Schnittpunkt ist das vom Vorfeld erzeugte Bild eines ebenfalls auf der Linsenachse liegenden Gegenstandspunktes. Seine Lage ist durch den Schnittpunkt des $t(\varphi)$ bei ausgeschalteter Linse entsprechenden Strahles mit der Linsenachse gegeben. Man berechnet ihn also, indem man an $t(\varphi)$ an einer Stelle $z \ll 0$, d. h. sehr weit vor dem Linsenfeld, die Tangente legt und ihren Schnittpunkt mit der z-Achse bestimmt. Als Anstieg der Tangente an $t(\varphi)$ erhält man

$$t' = \frac{dt}{dz} = \frac{dt}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dz} = t\,(\sin\varphi \cdot \cos\varphi - \omega \sin^2\varphi \cdot \operatorname{ctg}\omega\,(\varphi - \varphi_0)). \quad (6)$$

Der Abszissenschnittpunkt $z_v(\varphi)$ der an der Stelle $z(\varphi)$ an den Strahl $t(\varphi)$ gelegten Tangente ergibt sich mit den Bezeichnungen der Abb. 2 zu

$$z_v(\varphi) = l + z(\varphi) - \frac{t(\varphi)}{dt\,dz} + z(\varphi) - \frac{\sin^2\varphi + \omega \sin\varphi \cos\varphi \operatorname{ctg}\omega(\varphi - \varphi_0)}{\omega \sin^2\varphi \operatorname{ctg}\omega(\varphi - \varphi_0) - \sin\varphi\cos\varphi}.$$

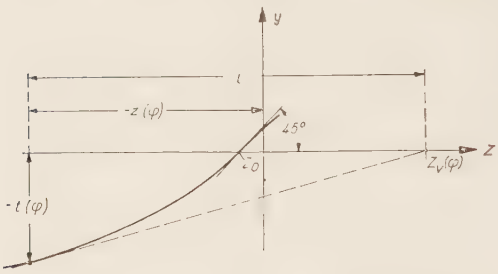


Abb. 2.

Geht man jetzt zum Grenzfall $\varphi = \pi$, also $z = -\infty$ über, so läuft $z(\varphi)$ nach links aus dem Linsenfeld heraus, und $z_v(\varphi)$ geht in den Abszissenschnittpunkt $z_v = z_v(\pi)$ des Strahles bei ausgeschalteter Linse über:

$$\begin{aligned} z_v &= \operatorname{ctg}\varphi_v \\ &= -\omega \operatorname{ctg}\omega\,(\pi - \varphi_0) \quad (7) \\ &= -\omega \operatorname{ctg}\omega\,(\pi - \varepsilon). \end{aligned}$$

Diese Größe ist in Abb. 3 dargestellt. Wenn man mit sehr schwacher Linse beginnt und die Beaufschlagung der Linse kontinuierlich steigert, bewegen sich die zum Vergleich mit eingezeichnete Präparatlage z_0 und die Gegenstandsebene des Vorfeldes z_v stetig nach größeren z-Werten, und zwar liegt z_v stets rechts von z_0, d. h., im Sinne der Strahlrichtung gesehen, hinter dem Präparat. Der Gegenstand des Vorfeldes ist dabei also virtuell, bis z_v schließlich für $\omega(\pi - \varepsilon) = 2\pi$ im Unendlichen liegt. Bei weiterer Steigerung der Linsenstärke über den Wert $\omega = 2\pi/(\pi - \varepsilon) \approx 2 + \frac{2\varepsilon}{\pi}$ hinaus, d. h. für $k^2 > 3 + 8\frac{\varepsilon}{\pi}$, bewegt sich die Vorfeld-Gegenstandsebene von $z_v = -\infty$ nach rechts auf die Linse zu, und man hat es mit einem reellen Gegenstand zu tun.

Für die beabsichtigte Verwendung des Vorfeldes ist es natürlich wichtig, den Verkleinerungsfaktor zu kennen. Man erhält ihn am einfachsten, wenn man die Konstanten c_1 und c_2 der allgemeinen Elektronenbahn $y = c_1 \sin\omega(\varphi + c_2)/\sin\varphi$ so bestimmt, daß die Gleichung den im Abstand 1 achsenparallel einfallenden Strahl beschreibt. Für diesen ergibt sich nach *Glaser* ([6], S. 198) $s_p(\varphi) = \sin\omega(\pi - \varphi)/\omega \sin\varphi$. Bei ausgeschalteter Linse durch-

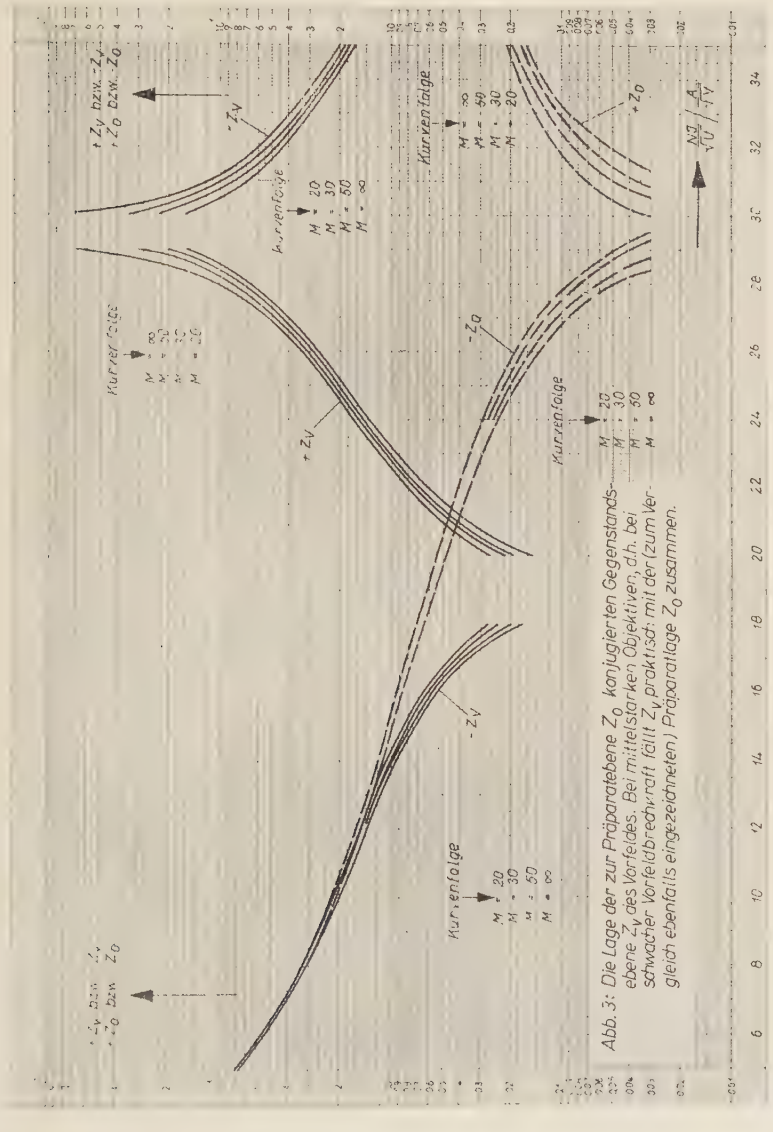


Abb. 3: Die Lage der zur Präparatebene Z_0 konjugierten Gegenstandsebene Z_V des Vorfeldes. Bei mittelstarken Objektiven, d.h. bei schwacher Vorfeldbrechkraft fällt Z_V praktisch mit der zum Vergleich ebenfalls eingezeichneten) Präparatlage Z_0 zusammen.

stößt der Strahl die Vorfeld-Gegenstandsebene z_v definitionsgemäß im Achsenabstand 1. Bei eingeschalteter Linse hat er in der Vorfeld-Bildebene z_0 den Achsenabstand $s_p(\varphi_0)$ (Abb. 4). Dann ist der Verkleinerungsfaktor des Vorfeldes

$$M_v = \frac{s_p(\varphi_0)}{1} = \frac{\sin \omega (\pi - \varphi_0)}{\omega \sin \varphi_0} \quad . \tag{8}$$

Diese in Abb. 5 dargestellte Funktion hat für $\omega(\pi - \varphi_0) \approx \pi$, d. h. für $k^2 \approx 3$ besonders kleine Werte, so daß sich ein in diesem Bereich liegender Arbeitspunkt besonders gut für eine starke Verkleinerung des Sondendurchmessers eignen wird.

Es soll nun versucht werden, die Wirkung des Vorfeldes ganz allgemein mit Hilfe der Begriffe Brennweite und Hauptebene zu beschreiben. Die Gegenstandsebene z_G soll dabei nicht mehr mit z_V zusammenfallen müssen. Dabei ist nun zu beachten, daß uns ja interessiert, welche Vorfeldwirkung von der Objektebene z_0 aus gesehen besteht. So betrachtet, sind die Bildpunkte durch die Schnittpunkte der Tangenten gegeben, die in der Ebene z_0 an zwei vom gleichen Gegenstandspunkt ausgegangene Strahlen gelegt sind; hierdurch ist auch die zur Gegenstandsebene z_G konjugierte Bildebene z_B bestimmt. Wo die Strahlen sich dann wirklich schneiden, ist für die Abbildung durch das Vorfeld unwichtig. Da auch der Gegenstandsort durch Tangenten, nämlich durch die Asymptoten an die einfallenden Strahlen, bestimmt wird, hat man es bei der Abbildung durch das Vorfeld mit einer Asymptoten-Tangenten-Zuordnung zu tun. Nur wenn $z_B = z_0$ ist, schneiden sich die

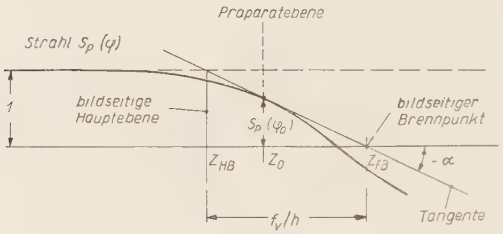


Abb. 4.

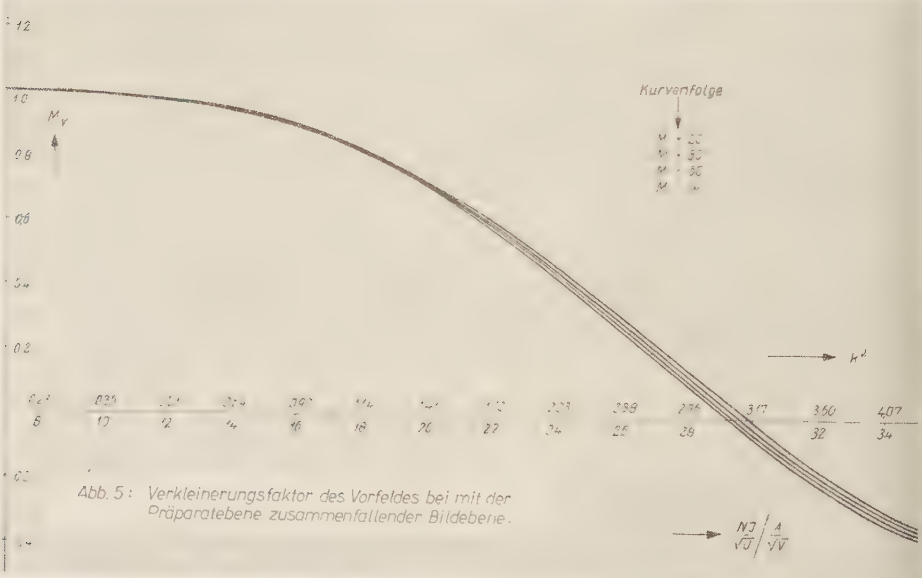


Abb. 5: Verkleinerungsfaktor des Vorfeldes bei mit der Präparatebene zusammenfallender Bildebene.

Tangenten in der Objektebene z_0. Diese Definitionen entsprechen den von *Glaser* ([6], S. 147) eingeführten Kardinalelementen für die Abbildung durch ein so rasch abklingendes Linsenfeld, daß außerhalb zweier die Linsenbegrenzung darstellender Ebenen kein Feld existiert und die Elektronenbahnen dort geradlinig sind, d. h. durch die in den Begrenzungsebenen an die Bahnen gelegten Tangenten ersetzt werden können.

Es sollen nun die Kardinalelemente des Vorfeldes berechnet werden. Man betrachtet zuerst den achsenparallel im Abstand 1 einfallenden Strahl $s_p(\varphi) = \sin\omega(\pi - \varphi)/\omega \sin\varphi$ (Abb. 4), der im Punkte $z = \operatorname{ctg}\varphi$ den Anstieg $\frac{ds_p}{dz} = \frac{ds_p}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dz} = \cos\omega(\pi - \varphi)\sin\varphi + \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi)\cos\varphi$ hat. Die in der Objektebene z_0 an den Strahl s_p gelegte Tangente schneidet die Linsenachse im Punkt z_{fB}. Betrachtet man andere Strahlen, die zwar achsenparallel in die Linse einfallen, aber vor der Linse einen von 1 verschiedenen Achsenabstand a haben, so ist an der Stelle z_0 ihre Ordinate $y(\varphi_0) = a\, s_p(\varphi_0)$ und ihr Anstieg $(dy/dz)_{z_0} = a\,(ds_p/dz)_{z_0}$, so daß alle in der Ebene z_0 an achsenparallel einfallenden Strahlen gezogenen Tangenten durch z_{fB} gehen. Daher ist z_{fB} der bildseitige Brennpunkt des Vorfeldes, und die Abszisse z_{HB} des Schnittpunktes der in der Ebene z_0 an den Strahl s_p gezogenen Tangente mit der Einfallsasymptote $y = 1$ bestimmt die Lage der bildseitigen Hauptebene. Nach Abb. 4 ist dann die reduzierte Brennweite des Vorfeldes f_v/h gegeben durch $-\operatorname{tg}\alpha\, f_v/h = 1$, und da $\operatorname{tg}\alpha = (ds_p/dz)_{z=z_0}$ ist, ergibt sich als Brennweite des Vorfeldes

$$f_v = -\frac{h}{\cos\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0}. \tag{9}$$

Weiter liest man aus Abb. 4 ab, daß $s_p(\varphi_0) = -\operatorname{tg}\alpha\,(z_{fB} - z_0) = -\left(\frac{ds_p}{dZ}\right)_{z=z_0} \cdot (z_{fB} - z_0)$ ist, so daß man als Lage des bildseitigen Brennpunktes

$$z_{fB} = z_0 - \frac{s_p(\varphi_0)}{\left(\frac{d\,s_p}{dz}\right)_{z=z_1}} \tag{10}$$

$$= \operatorname{ctg}\varphi_0 - \frac{\sin\omega(\pi - \varphi_0)}{\omega\sin\varphi_0}\,\frac{1}{\cos\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0}$$

erhält. Dieser Ausdruck läßt sich umformen zu

$$z_{fB} = \frac{\cos\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0 - \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0}{\cos\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0}. \tag{11}$$

Wegen $z_{fB} - z_{HB} + \frac{f_v}{h}$ erhält man dann aus (9) und (11) sofort die Lage der bildseitigen Hauptebene:

$$z_{HB} = z_{fB} - \frac{f_v}{h} = \frac{1 + \cos\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0 - \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0}{\cos\omega(\pi - \varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega(\pi - \varphi_0)\cos\varphi_0}. \quad (12)$$

Zur Bestimmung der gegenstandsseitigen Brennweite und der Lage z_{fG} des gegenstandsseitigen Brennpunktes geht man entsprechend vor (s. Abb. 6).

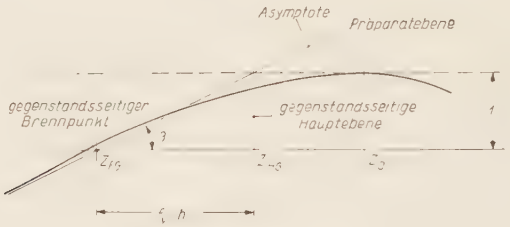


Abb. 6.

Die auf z_{fG} einfallenden Strahlen müssen, von der Ebene z_0 aus gesehen, das Linsenfeld achsenparallel verlassen; sie müssen also an der Stelle z_0 waagerechte Tangenten haben. Die Gleichungen dieser Strahlen haben die Form $y(q) = b\,s(q)$, wobei b den Achsenabstand an der Stelle z_0 und $s(q)$ den in Gleichung (4) dargestellten Strahl bedeutet, der ja durch die Randbedingungen $s(q_0) = 1$ und $s'(q_0) = 0$ bestimmt wurde. Mit Hilfe der Einfallsasymptote dieses Strahls kann man nach Abb. 6 ebenfalls die Vorfeldbrennweite f_v/h bestimmen, für die man $\operatorname{tg}\beta \cdot f_v/h = 1$ abliest, wobei $\operatorname{tg}\beta$ den Anstieg der Asymptote bedeutet, d. h. $\operatorname{tg}\beta = \left(\frac{ds}{dz}\right)_{\varphi=\pi}$. Aus Gleichung (4) erhält man durch Differentiation nach z und Beachtung von $\frac{dq}{dz} = \sin^2\varphi$ und $\varphi_1 = \frac{1}{\omega}\operatorname{arc\,ctg}\frac{\operatorname{ctg}\varphi_0}{\omega}$

$$s' = \frac{ds}{dz} = \frac{ds}{d\varphi}\cdot\frac{d\varphi}{dz} = -\sqrt{\sin^2\varphi_0 + \frac{\cos^2\varphi_0}{\omega^2}} \quad (13)$$
$$\cdot\left[\omega\sin\varphi\cos\omega(\varphi - \varphi_0 + \varphi_1) - \cos\varphi\sin\omega(\varphi - \varphi_0 + \varphi_1)\right]$$
$$= s(\varphi)\left[\sin\varphi\cos\varphi - \omega\sin^2\varphi\operatorname{ctg}\omega(\varphi - \varphi_0 + \varphi_1)\right]. \quad (14)$$

Beim Grenzübergang $\varphi \to \pi$ ergibt sich aus (13)

$$\left(\frac{ds}{dz}\right)_{\varphi=\pi} = -\sqrt{\sin^2\varphi_0 + \frac{\cos^2\varphi_0}{\omega^2}}\cdot\sin\omega(\pi - \varphi_0 + \varphi_1),$$

was sich mit $\varphi_1 = \frac{1}{\omega}\operatorname{arc\,ctg}\frac{\operatorname{ctg}\varphi_0}{\omega}$ sofort zu

$$\operatorname{tg}\beta = \left(\frac{\mathrm{ds}}{\mathrm{dz}}\right)_{\varphi=\pi} = -\left[\sin\varphi_0\cos\omega\,(\pi-\varphi_0) + \frac{1}{\omega}\cos\varphi_0\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\right] \quad (15)$$

umformen läßt. Setzt man dies in $\operatorname{tg}\beta \cdot f_v/h = 1$ ein, so ergibt sich wieder

$$f_v = \frac{h}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{h}{\left(\frac{\mathrm{ds}}{\mathrm{dz}}\right)_{\varphi=\pi}} = -\frac{h}{\cos\omega\,(\pi-\varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\cos\varphi_0}.$$

Zum Bestimmen der Lage des gegenstandsseitigen Vorfeldbrennpunktes z_{fG} geht man davon aus, daß die an der Stelle $z_T = \operatorname{ctg} q_T$ an den Strahl $y = b\,s(\varphi)$ gezogene Tangente die Gleichung $(y - b\,s(q_T))/(z - z_T) = (dy/dz)_{z=z_T} = b(ds/dz)_{z=z_T}$ hat. Ihren Schnittpunkt mit der Linsenachse findet man, indem man $y = 0$ setzt: $z = z_T - s(\varphi_T)/(ds/dz)_{z=z_T}$. Er ist unabhängig von b und daher allen Strahlen der Schar $y = b\,s(q)$ gemeinsam. Läßt man nun $z_T \to \infty$, d. h. $\varphi_T \to \pi$ gehen, so gehen die Tangenten in die Einfallsasymptoten über, und ihr Schnittpunkt wird zum gegenstandsseitigen Brennpunkt z_{fG}, für den man bei Benutzung von (14) nach einigen Umformungen erhält:

$$\begin{aligned} z_{fG} &= -\omega\operatorname{ctg}\omega\,(\pi-\varphi_0+\varphi_1) \\ &= \frac{\omega\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\sin\varphi_0 - \cos\omega\,(\pi-\varphi_0)\cos\varphi_0}{\cos\omega\,(\pi-\varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\cos\varphi_0}. \end{aligned} \quad (16)$$

Die Lage der gegenstandsseitigen Hauptebene ergibt sich dann nach Abb. 6 sofort zu

$$z_{HG} - z_{fG} + \frac{f_v}{h} = \frac{\omega\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\sin\varphi_0 - \cos\omega\,(\pi-\varphi_0)\cos\varphi_0 - 1}{\cos\omega\,(\pi-\varphi_0)\sin\varphi_0 + \frac{1}{\omega}\sin\omega\,(\pi-\varphi_0)\cos\varphi_0}. \quad (17)$$

(Diese Definition von Kardinalelementen mit Hilfe von Asymptoten entspricht der von *Glaser* ([6], S. 250) eingeführten, mit deren Hilfe man die Abbildung durch ein sich beiderseits bis ins unendlich Ferne erstreckendes Linsenfeld behandeln kann.)

Nun soll noch explizit gezeigt werden, daß sich Gegenstandsort und Bildort aus einer der Lichtoptik entsprechenden Abbildungsgleichung bestimmen lassen. Dazu kehrt man wieder zur allgemeinsten Grundriß-Elektronenbahn der Gleichung (3) zurück, die in der Präparatebene z_0 den Achsenabstand y_0 und den Anstieg y_0' hat. Die in der Präparatebene z_0 an den Strahl gelegte Tangente schneidet die z-Achse in der Ebene z_B, die man nach dem oben Gesagten als Bildebene derjenigen Gegenstandsebene aufzufassen hat, die durch den Schnittpunkt z_G der an den Strahl $y(q)$ gezogenen Einfallsasymptote mit der z-Achse gekennzeichnet ist. Nach Abb. 7 ist dann $z_B = z_0 + l_B = \operatorname{ctg}\varphi_0 - y_0/y_0'$. Zur Berechnung von z_G ermittelt man zuerst nach Abb. 7 den Schnittpunkt $z_s(q)$ der an der Stelle $z = \operatorname{ctg} q$ an den Strahl $y(\varphi)$ gezogenen Tangente mit der z-Achse:

$$z_S(\varphi) = z(\varphi) + l_S(\varphi) = z(\varphi) - \frac{y(\varphi)}{y'(\varphi)}$$

$$= z(\varphi) - \frac{y_0\, s(\varphi) + y_0'\, t(\varphi)}{y_0\, s'(\varphi) + y_0'\, t'(\varphi)} = z(\varphi) - \frac{\frac{y_0}{y_0'}\, s(\varphi) + t(\varphi)}{\frac{y_0}{y_0}\, s'(\varphi) + t'(\varphi)}\,.$$

Beachtet man jetzt noch, daß $y_0/y_0' = \operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B$ ist, so ergibt sich

$$z_S(\varphi) = z(\varphi) - \frac{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)\, s(\varphi) + t(\varphi)}{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)\, s'(\varphi) + t'(\varphi)}\,.$$

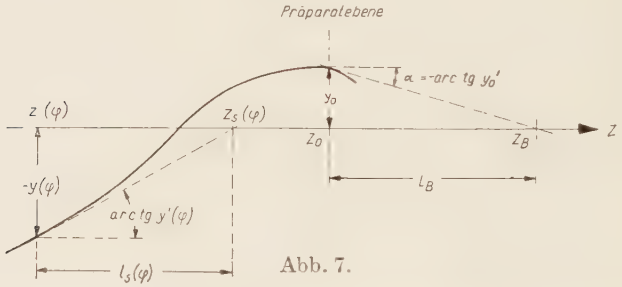


Abb. 7.

Setzt man nun $s(\varphi)$, $t(\varphi)$, $s'(\varphi)$ und $t'(\varphi)$ aus den Gleichungen (4), (5), (6) und (13) ein und geht zur Grenze $\varphi = \pi$, d. h. von der Tangente zur Asymptote über, so erhält man als zur Bildebene z_B konjugierte Gegenstandsebene $z_G(z_B) = z_S(\pi)$:

$$z_G = \omega\, \frac{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B) \sqrt{\sin^2 \varphi_0 + \frac{\cos^2 \varphi_0}{\omega^2}} \cdot \omega \cos \omega(\pi - \varphi_0 + \varphi_1) \sin \varphi_0 - \cos \omega(\pi - \varphi_0)}{-(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B) \sqrt{\sin^2 \varphi_0 + \frac{\cos^2 \varphi_0}{\omega^2}} \cdot \omega \sin \omega(\pi - \varphi_0 + \varphi_1) \sin \varphi_0 + \sin \omega(\pi - \varphi_0)}$$

$$\frac{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)[\cos \omega(\pi - \varphi_0) \cos \varphi_0 - \omega \sin \omega(\pi - \varphi_0) \sin \varphi_0] - \cos \omega(\pi - \varphi_0)/\sin \varphi_0}{-(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)[\cos \omega(\pi - \varphi_0) \sin \varphi_0 + \frac{1}{\omega} \sin \omega(\pi - \varphi_0) \cos \varphi_0] + \sin \omega(\pi - \varphi_0)/(\omega \sin \varphi_0)}\,.$$

Bei Beachtung von (9) und (16) ergibt sich daraus

$$z_G = \frac{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)\, z_{fG}\, h/f_V - \cos \omega(\pi - \varphi_0)/\sin \varphi_0}{(\operatorname{ctg} \varphi_0 - z_B)\, h/f_V + \sin \omega(\pi - \varphi_0)/(\omega \sin \varphi_0)}\,. \tag{18}$$

Nun erkennt man aus (9) und (10), daß $\frac{\sin \omega(\pi - \varphi_0)}{\omega \sin \varphi_0} - (z_{fB} - \operatorname{ctg} \varphi_0) \frac{h}{f_V}$ ist.

Setzt man dies ein, so erhält man nach einigen Umformungen die gesuchte Beziehung:

$$(z_{fG} - z_G)(z_B - z_{fB}) = \frac{f_V^2}{h^2}\,. \tag{19}$$

Der Zusammenhang zwischen Gegenstands- und Bildort kann also auch beim Linsenvorfeld durch eine der Lichtoptik entsprechende *Newton*sche Abbildungsgleichung beschrieben werden. Bei der Abbildung handelt es sich um eine Asymptoten-Tangenten-Zuordnung; die Gegenstandspunkte werden durch Einfallsasymptoten und die Bildpunkte durch Tangenten festgelegt,

die in der Präparatebene an die entsprechenden Strahlen gelegt werden. Der Vorfeld-Gegenstand würde also nur bei nicht vorhandenem Vor- und Hauptfeld, d. h. bei abgeschalteter Objektivlinse, in der Ebene z_G tatsächlich entstehen, wenn zum Beispiel ein vor dem Objektiv liegendes optisches System einen vor letzterem liegenden Gegenstand in die Ebene z_G reell abbildete. Man muß den Vorfeldgegenstand daher – vom Vorfeld aus gesehen – als virtuellen Gegenstand betrachten.

Will man dagegen die Abbildung eines materiellen, im Vorfeld an der Stelle $z_m = \operatorname{ctg} \varphi_m$ liegenden Gegenstandes untersuchen und dabei obige Abbildungsgleichung beibehalten, so muß man zuerst den zu diesem materiellen Gegenstand konjugierten virtuellen aufsuchen. Jedem materiellen Gegenstandspunkt ist dabei ein virtueller konjugiert, nämlich der Schnittpunkt der Einfallsasymptoten derjenigen Strahlen, die durch den betreffenden materiellen Gegenstandspunkt gehen. Dies entspricht der oben behandelten und in Abb. 2 dargestellten Vorfeldabbildung, wobei nur z_0 durch z_m und z_v durch z_G zu ersetzen ist. Damit ergibt sich die zur materiellen Gegenstandsebene z_m konjugierte virtuelle Gegenstandsebene z_G analog Gleichung (7) zu

$$z_G = -\omega \operatorname{ctg} \omega (\pi - \varphi_m) . \tag{20}$$

Entsprechend Gleichung (8) ist dann der virtuelle Vorfeldgegenstand um den Faktor

$$M_m = \frac{\omega \sin \varphi_m}{\sin \omega(\pi - \varphi_m)} \tag{21}$$

größer als der konjugierte materielle.

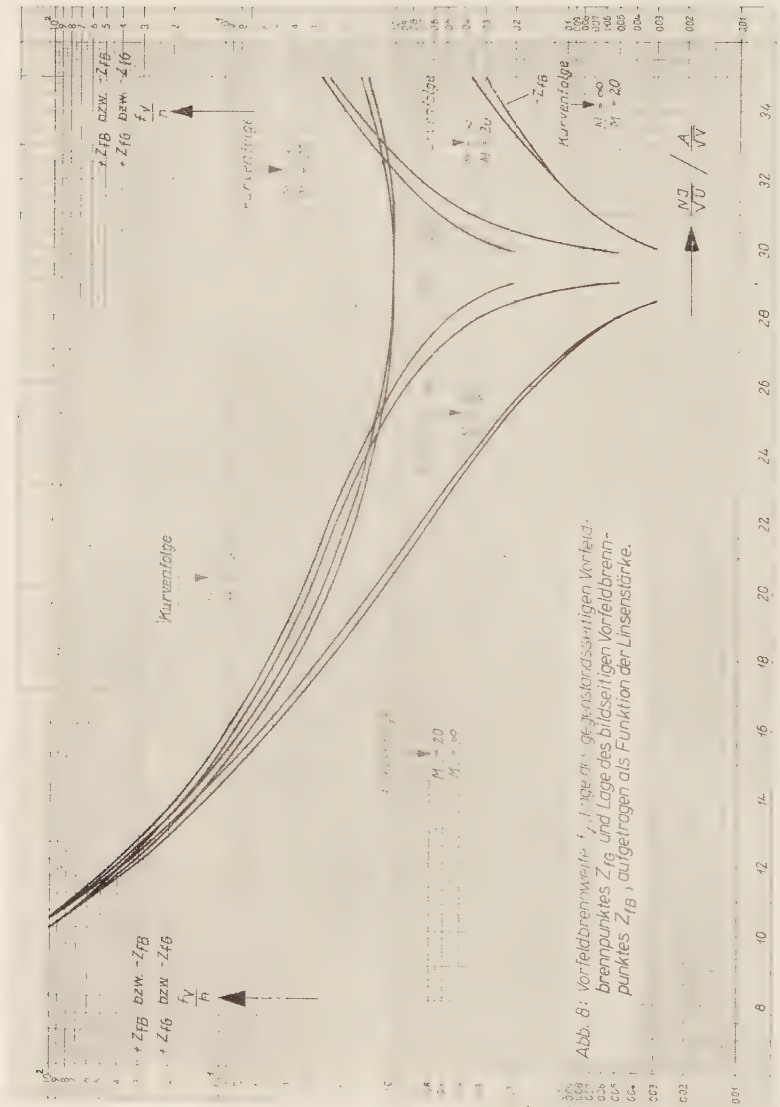
Diese Methode zur Beschreibung der Abbildung eines materiellen, im Vorfeld liegenden Gegenstandes scheint auf den ersten Blick unnötig umständlich zu sein. Jedoch hat bereits *Glaser* ([6], S. 147ff.) gezeigt, daß sich nur bei durch Tangenten und Asymptoten definierten Abbildungen stets eine *Newton*sche Abbildungsgleichung aufstellen läßt. Der Versuch, den Achsenschnittpunkt der Strahlen $s(\varphi)$ als gegenstandsseitigen Brennpunkt zu benutzen, was ja dadurch nahegelegt wird, daß alle diese Strahlen in der z_0-Ebene achsenparallele Tangenten haben und daher das Vorfeld achsenparallel verlassen, ergab in der Tat keine *Newton*sche Abbildungsgleichung.

In den für die Anwendung wichtigen Fällen liegen jedoch die vom Vorfeld abgebildeten materiellen Gegenstände (z. B. eine durchstrahlte Blende) im Vergleich zur Halbwertsbreite h weit vor dem Objektiv, so daß das Vorfeld dort schon schwach ist und praktisch keine merkliche Wirkung hat. Betrachten wir als Beispiel ein Objektiv mit der Linsenstärke $k^2 = 3$, d. h. $\omega = 2$. Dann ist

$$z_G = -\omega \operatorname{ctg} \omega(\pi - \varphi_m) = -2 \operatorname{ctg} (2\pi - 2\varphi_m) = 2 \operatorname{ctg} 2\varphi_m$$
$$= \operatorname{ctg} \varphi_m - \frac{1}{\operatorname{ctg} \varphi_m} .$$

Liegt der materielle Gegenstand z. B. 10 Halbwertsbreiten vor der Linse, so ist $\operatorname{ctg} \varphi_m = 10$, und der konjugierte virtuelle Gegenstand liegt um $h / |\operatorname{ctg} \varphi_m| = 0{,}1$ h, d. h. ein Zehntel Halbwertsbreite, näher zum Objektiv.

Wegen der Gültigkeit der *Newton*schen Abbildungsgleichung erhält man die Vergrößerung als Quotient von Bild- und Gegenstandsweite:



$$M = \frac{z_B - z_{HB}}{z_{HG} - z_G}. \tag{22}$$

Diesen Ausdruck kann man auf folgende Weise direkt bestätigen: Man betrachtet wieder den im Abstand 1 achsenparallel einfallenden Strahl $s_p(\varphi) = \sin \omega(\pi - \varphi)/\omega \sin \varphi$. Er hat nach Abb. 4 an der Stelle z_0 die Neigung $\operatorname{tg} \alpha = s_p' = -h/f_v$, so daß die dort an ihn gelegte Tangente die Bildebene

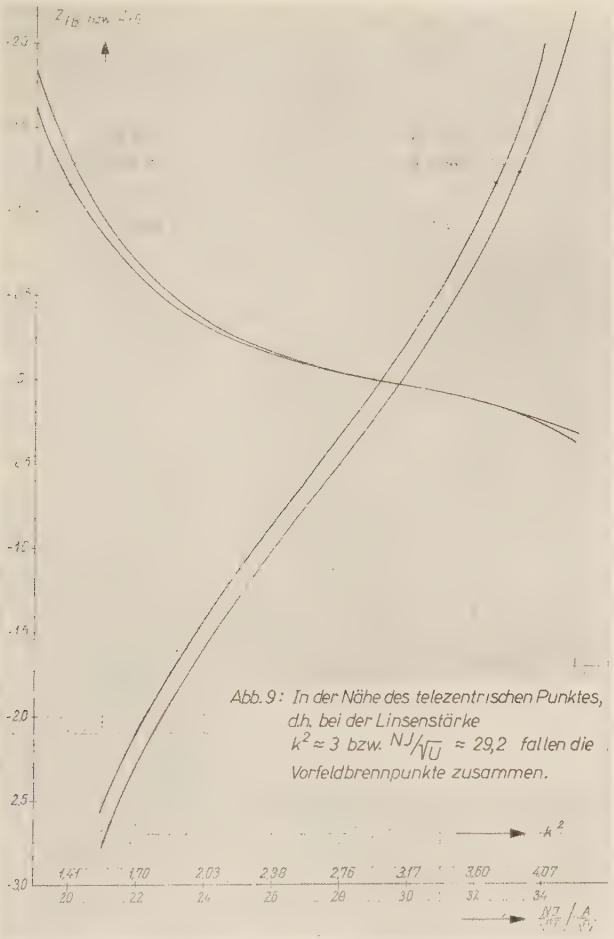


Abb. 9: In der Nähe des telezentrischen Punktes, d.h. bei der Linsenstärke $k^2 \approx 3$ bzw. $NJ/\sqrt{U} \approx 29{,}2$ fallen die Vorfeldbrennpunkte zusammen.

z_B im Achsenabstand

$$u(z_B) = s_p(\varphi_0) + (z_B - z_0)\,\mathrm{tg}\,\alpha = s_p(\varphi_0) + (z_B - z_0)\,s_p'(z_0)$$
$$= s_p(z_0) - \frac{(z_B - z_0)\,h}{f_v}$$

schneidet. Dann ist die Vergrößerung des Vorfeldes gegeben durch $M = -\dfrac{u(z_B)}{l}$, und man kann nach einer Reihe von Umformungen zeigen, daß $-u(z_B) = \dfrac{z_B - z_{HB}}{z_{HG} - z_G}$ ist, und damit Gleichung (22) bestätigen. In den Abbildungen 8 und 9 sind die bei der Vorfeldabbildung interessierenden Größen f_v/h, z_{fB} und z_{fG} aufgetragen. Bei $M = \infty$ fallen die Brennpunkte im telezentrischen Punkt $k^2 = 3$ zusammen, bei endlicher Objektivvergrößerung in einem Arbeitspunkt $k^2 > 3$.

DK 537.533

Die Abbildungseigenschaften des Vorfeldes einer magnetischen Objektivlinse vom Glaserschen Glockenfeldtyp

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

2. Die Berechnung von Lage und Größe der Eintrittsblende und der Austrittsblende

Die Anwesenheit eines starken Vorfeldes hat einen wesentlich anderen Strahlengang der Objektbeleuchtung zur Folge, als er für die üblichen mittelstarken Objektive angewandt wird, bei denen das Präparat im fast feldfreien Raum liegt. Zunächst soll die Eintrittsapertur betrachtet werden, deren Lage bekanntlich die Neigung des auf die einzelnen Objektpunkte einfallenden beleuchtenden Elektronenbündels gegen die Objektivachse bestimmt. Der durch das Zentrum der Eintrittsblende gehende Strahl stellt dabei die Achse des beleuchtenden Bündels dar. Die Neigung eines zu einem einzelnen Objektpunkt gehörenden beleuchtenden Bündels kann man daher durch die Neigung seiner Bündelachse charakterisieren. Die Gesamtheit der Bündelachsen bildet wiederum ein Bündel, das alle durch das Zentrum der Eintrittsblende gehenden Strahlen umfaßt und dessen Gestalt für die Art der Beleuchtung, die konvergent, parallel, divergent oder gar windschief sein kann, kennzeichnend ist.

In Elektronenmikroskopen ist bisher eine möglichst parallele Bestrahlung des Präparates üblich gewesen, was für die Anfertigung von Stereobildpaaren und für solche Untersuchungen vorteilhaft ist, bei denen die Elektronenmikroskopie mit der Elektronenbeugung kombiniert wird, so z. B. bei der Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* [7] oder der Bestimmung der Verbiegung dünner Einkristall-Lamellen mit Hilfe des Verlaufs der durch *Bragg*sche

Reflexion hervorgerufenen Schlieren [8]. Die genügende Parallelität der Bestrahlung konnte dabei ohne Schwierigkeiten erreicht werden, weil das Präparat nur wenig in das Objektivfeld eintauchte und das Vorfeld daher so schwach war, daß keine stärkere Ablenkung der einfallenden Strahlenbündel auftrat. Wie sich aus dem Folgenden ergibt, kann man aber auch bei diesen mittelstarken Objektiven, deren Linsenstärke etwa $k^2 \approx 0{,}5$ beträgt und als deren typischer Vertreter das Objektiv des Elmiskops I [9] ($k^2 = 0{,}56$) genannt sei, nicht von einer streng parallelen Bestrahlung sprechen.

Man erkennt dies, wenn man die in der Präparatebene achsenparallelen Strahlen bei umgekehrter Strahlrichtung verfolgt. Schnitten sie sich nun genau in einem Achsenpunkt, so würde man diesen Punkt nach dem oben Gesagten als Zentrum der Eintrittsblende bezeichnen. Sie schneiden sich aber überhaupt nicht, wie man sofort erkennt, wenn man die Gleichung einer solchen Elektronenbahn im mitgedrehten Koordinatensystem [s. Gl. (3)] betrachtet. Dabei sei angenommen, daß der Strahl in der Grundrißebene y, z die Präparatebene $z = z_0$ im Achsenabstand $y_0 h$ durchstößt, d. h. daß $y(z_0) = y_0$ und $x(z_0) = 0$ ist. Da sich das mitgedrehte Koordinatensystem im Rechtsschraubensinn mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\psi} = (e\,B(z)/2\,m_0) \cdot \sqrt{\frac{U_r^*}{U_r}}$ (s. [6], S. 128) um die Linsenachse dreht, hat das Elektron in der Aufrißebene x, z die achsensenkrechte Geschwindigkeitskomponente $\dot{X} = \dot{\psi}\, y_0\, h = (e y_0 h B(z_0)/2\, m_0) \sqrt{\frac{U_r^*}{U_r}}$, während es sich in Achsenrichtung mit der Geschwindigkeit $\dot{Z} = \sqrt{2\,e\,U_r^*/m_0}$ bewegt. [Dabei ergibt sich U_r^* nach *Glaser* ([6], S. 26) der relativistischen Massenkorrektur wegen aus der Beschleunigungsspannung U zu $U_r^* = U\,(1 + 10^{-6}\,U/V)\,(1 - 2 \cdot 10^{-6}\,U/V)^2$, was mit der zur Beschreibung der Elektronenbewegung in Magnetfeldern benutzten relativistisch korrigierten Spannung $U_r = U\,(1 + 10^{-6}\,U/V)$ folgendermaßen zusammenhängt: $U_r^* = U_r\,(1 - 2 \cdot 10^{-6}\,U/V)^2$.] Somit hat die Aufrißbahn die Neigung

$$x'(z_0) = \frac{\dot{X}}{\dot{Z}} = \frac{\dfrac{e h\, y_0\, B(z_0)}{2\, m_0} \sqrt{\dfrac{U_r^*}{U_r}}}{\sqrt{\dfrac{2\,e\,U_r^*}{m_0}}} - y_0 \sqrt{\frac{e\,B(z_0)^2\,h^2}{8\,m_0\,U_r}} = y_0 \frac{B(z_0)}{B_0} \sqrt{\frac{e\,B_0^2\,h^2}{8\,m_0\,U_r}}\,. \tag{23}$$

Beachtet man nun noch, daß beim Glockenfeld $B(z_0) = B_0/(1 + z_0^2)$ sowie $e\,B_0^2 h^2/8\,m_0\,U_r = k^2$ ist, so ergibt sich

$$x'(z_0) = \frac{y_0\,k}{1 + z_0^2}\,. \tag{24}$$

In der Grundrißebene y, z hingegen hat der Strahl keine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Achse, so daß $y'(z_0) = 0$ ist. Der in der Präparatebene z_0 achsenparallele Strahl wird also im mitgedrehten Koordinaten-

system beschrieben durch

$$y = y_0\, s(\varphi)$$

$$x = \frac{y_0\, k}{1 + z_0^2}\, t(\varphi)\,.$$

Aus Symmetriegründen könnten sich die in der Präparatebene achsenparallelen Strahlen — wenn überhaupt — nur auf der Linsenachse schneiden. Da aber $s(\varphi)$ und $t(\varphi)$ nicht gleichzeitig verschwinden können, gibt es keinen gemeinsamen Schnittpunkt, und eine Eintrittsblendenebene läßt sich auf diesem Wege nicht definieren. Entsprechende Schwierigkeiten ergeben sich bei der Austrittsblende. Besonders unangenehm für die Elektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang ist die unmittelbar daraus folgende Tatsache, daß sich bei dieser Art der Bestrahlung kein scharfgestelltes Beugungsdiagramm erhalten läßt, weil nicht einmal die ungestreuten Strahlen stigmatisch zum Nullreflex vereinigt werden.

Diese Schwierigkeiten treten nicht auf, wenn man als Achsen der die einzelnen Punkte der Präparatfläche beleuchtenden Bündel diejenigen Strahlen wählt, die im mitgedrehten Koordinatensystem achsenparallel sind und durch $y'(z_0) = 0$ und $x'(z_0) = 0$, d. h. durch

$$y = y_0\, s(\varphi)$$

$$x = x_0\, s(\varphi)$$

beschrieben werden. Die Lage der Eintrittsblende wird dann durch den vor der Präparatebene liegenden Schnittpunkt dieser Strahlen und somit durch die vor z_0 liegende Nullstelle von $s(\varphi)$, die Lage der Austrittsblende entsprechend durch die hinter der Präparatebene liegende Nullstelle von $s(\varphi)$ bestimmt. Letztere Definition ist wohl zuerst von *Ellis* [10] angegeben worden, der die Blendenlage aus dem Schnittpunkt aufgezeichneter Elektronenbahnen bestimmte. In der Austrittsblendenebene entsteht dann auch das scharfgestellte Beugungsdiagramm. Dies folgt aus einem von *Glaser* und *Robl* [4] bewiesenen Satz, daß alle diejenigen Strahlen, die im mitgedrehten System in einer achsensenkrechten Ebene (im vorliegenden Fall der Präparatebene) gleiche Richtung haben, sich in einer zweiten achsensenkrechten Ebene schneiden.

Lage und Größe der Eintrittsblende und der Austrittsblende ermittelt man nun ohne Schwierigkeit auf dem bereits von *Glaser* und *Robl* [4] benutzten Rechenweg, der dem noch früher von *Ellis* [10] angegebenen zeichnerischen Verfahren entspricht.

Zuerst soll diejenige Stelle berechnet werden, an der die materielle Eintrittsblende liegen müßte. Sie ist nach Obengesagtem dadurch bestimmt, daß sich dort alle im mitgedrehten Koordinatensystem in der Präparatebene z_0 achsenparallelen Strahlen vor dem Präparat auf der z-Achse schneiden. Diese Strahlen haben nach Gleichung (3) die Form $y = y_0\, s(\varphi)$, so daß die Lage der Eintrittsblende $z_E = \operatorname{ctg} \varphi_E$ durch $s(\varphi_E) = 0$ gegeben wird, d. h. nach Gleichung (4) durch $\varphi_E = \varphi_0 - \varphi_1 = \varphi_0 - \frac{1}{\omega} \operatorname{arc\,ctg} \frac{\operatorname{ctg} \varphi_0}{\omega}$. Wegen der Periodizität des Kotangens mit dem Winkel π ist aber

$\omega\,\varphi_1 = \operatorname{arc\,ctg}\dfrac{\operatorname{ctg}\varphi_0}{\omega} + \pi$, so daß φ_E nur bis auf ein ganzes Vielfaches von $\dfrac{\pi}{\omega}$ bestimmt ist. Die Nullstellen der Funktion ctg $(\varphi_0 \quad \varphi_1)$ folgen mit dem Hilfswinkelabstand $\dfrac{\pi}{\omega}$ aufeinander. Andererseits wird bei der Beschreibung des Strahlenverlaufs im Glockenfeld nur der Hilfswinkelbereich $0 \leq \varphi < \pi$ benutzt, und da φ_E die nächste links von z_0 liegende Nullstelle des Strahles $s(\varphi)$ angeben soll, muß dann $\varphi_0 < \varphi_E < \varphi_0 - \dfrac{\pi}{\omega}$ sein. Hierdurch wird der Hilfswinkel der Eintrittsblende zu

$$\varphi_E = \varphi_0 - \frac{1}{\omega}\operatorname{arc\,ctg}\frac{\operatorname{ctg}\varphi_0}{\omega} + \frac{\pi}{\omega} \tag{25}$$

bestimmt, wovon man sich durch Einsetzen spezieller Wertepaare von φ_0 und ω leicht überzeugt. Die nächste rechts von z_0 liegende Nullstelle des Strahles $s(\varphi)$ kennzeichnet dann die Lage der Austrittsblende, in der sich alle in der Präparatebene achsenparallelen Strahlen schneiden und in der dann auch das Beugungsdiagramm liegt. Ihr Hilfswinkel ergibt sich zu

$$\varphi_A = \varphi_E - \frac{\pi}{\omega} = \varphi_0 - \frac{1}{\omega}\operatorname{arc\,ctg}\frac{\operatorname{ctg}\varphi_0}{\omega}\,. \tag{26}$$

(Eine Gleichung (26) bei unendlich hoher Vergrößerung entsprechende Formel ist ebenso wie die noch folgende Gleichung (28) bereits von *Glaser* und *Robl* [4] angegeben worden.) In der Abb. 10 ist die Lage der Eintrittsblende $z_E = -\operatorname{ctg}\varphi_E$ und der Austrittsblende $z_A = -\operatorname{ctg}\varphi_A$ als Funktion der Linsenstärke $NJ/\sqrt{U}$ mit der Objektivvergrößerung M als Parameter aufgetragen. Man erkennt, daß bei den heute üblichen mittelstarken Objektiven ($k^2 \approx 0{,}5$) die Eintrittsblendenebene weit vor der Linse liegt, während sich die Austrittsblende noch im abklingenden Linsenfeld befindet. Das entspricht den heutzutage üblichen Blendenanordnungen: Als Eintrittsblende dient die weit vor dem Objektiv angeordnete Kondensorblende oder bei kondensorlosen Geräten die ebenfalls weit entfernte Strahlquelle, und die Aperturblende liegt im abklingenden Linsenfeld. Mit wachsender Linsenstärke rückt die Eintrittsblende immer näher an die Linse heran und taucht bei starken Objektiven ($k^2 \approx 3$) in das Linsenfeld ein.

Es soll nun berechnet werden, welchen Radius R_E die Eintrittsblende haben muß, damit das auf das Präparat einfallende Elektronenbündel die halbe Apertur α_E hat, und bei welchem Radius R_A der Austrittsblende das zur Bilderzeugung verwendete Strahlenbündel aus dem Objekt mit der halben Apertur α_A austritt. Hierzu sei ein beliebiger, durch die Gleichung $y = y_0\,s(\varphi) + y_0'\,t(\varphi)$ beschriebener Strahl betrachtet, der in der Objektebene $z = z_0$ die Neigung y_0' hat. Sein Achsenabstand in der Eintritts- bzw. Austrittsblendenebene ist wegen $s(\varphi_E) = 0$ und $s(\varphi_A) = 0$ gegeben durch $y(\varphi_E) = y_0'\,t(\varphi_E)$ bzw. $y(\varphi_A) = y_0'\,t(\varphi_A)$. Daher berechnet man die Größe der Ein- und der Austrittsblende mit Hilfe des ausgezeichneten Strahles $t(\varphi)$ der Gleichung (5), der in der Ebene z_0 durch die Anfangsbedingungen $t(\varphi_0) = 0$ und $t'(\varphi_0) = 1$ festgelegt wurde. Er hat in der Eintrittsblenden-

ebene $z = z_E$ den Achsenabstand

$$E = -h\,t(\varphi_E) = \frac{h \sin\omega(\varphi_E - \varphi_0)}{\omega \sin\varphi_0 \sin\varphi_E} = \frac{h}{\sin\varphi_E \sqrt{\omega^2 \sin^2\varphi_0 + \cos^2\varphi_0}}. \quad (27)$$

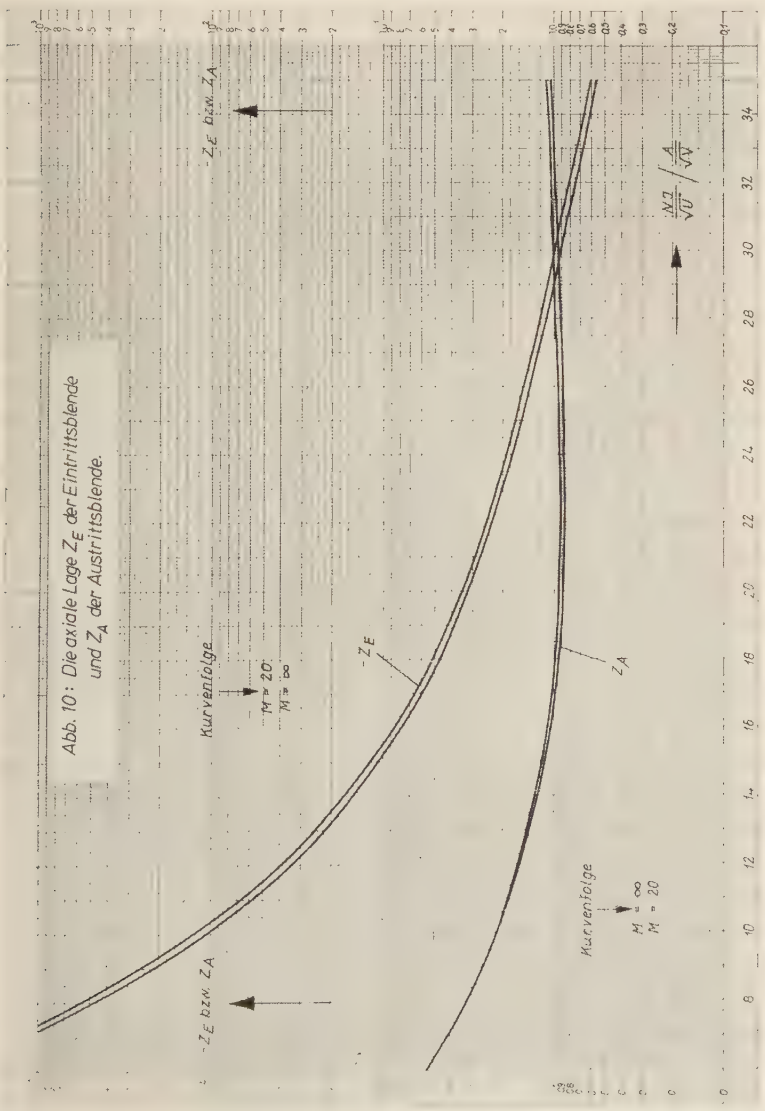


Abb. 10: Die axiale Lage z_E der Eintrittsblende und z_A der Austrittsblende.

[Die Umformung ergibt sich unter Beachten von Gleichung (25). Das Minuszeichen wurde vor $t(\varphi_E)$ gesetzt, damit E nicht negativ wird.] Entsprechend erhält man als Achsenabstand des Strahles $t(\varphi)$ in der Austrittsblende

$z = z_A$:

$$A - h\,t(\varphi_A) = \frac{-h\sin\omega(\varphi_A - \varphi_0)}{\omega\sin\varphi_0\sin\varphi_A} = \frac{h}{\sin\varphi_A\sqrt{\omega^2\sin^2\varphi_0 + \cos^2\varphi_0}}, \quad (28)$$

wobei Gleichung (26) zur Umformung benutzt wurde. Soll daher das bestrahlende Bündel die halbe Apertur $\alpha_E \ll 1$ haben, so muß man eine materielle Eintrittsblende vom Radius $\alpha_E E$ verwenden und entsprechend

eine Aperturblende vom Radius $\alpha_A A$, wenn die bildseitige Halbapertur $\alpha_A \ll 1$ sein soll. Die in der Ebene $z = z_A$ liegende Blende wirkt natürlich gleichzeitig als Apertur- und Kontrastblende. $t(q_E)$ und $t(q_A)$ sind in

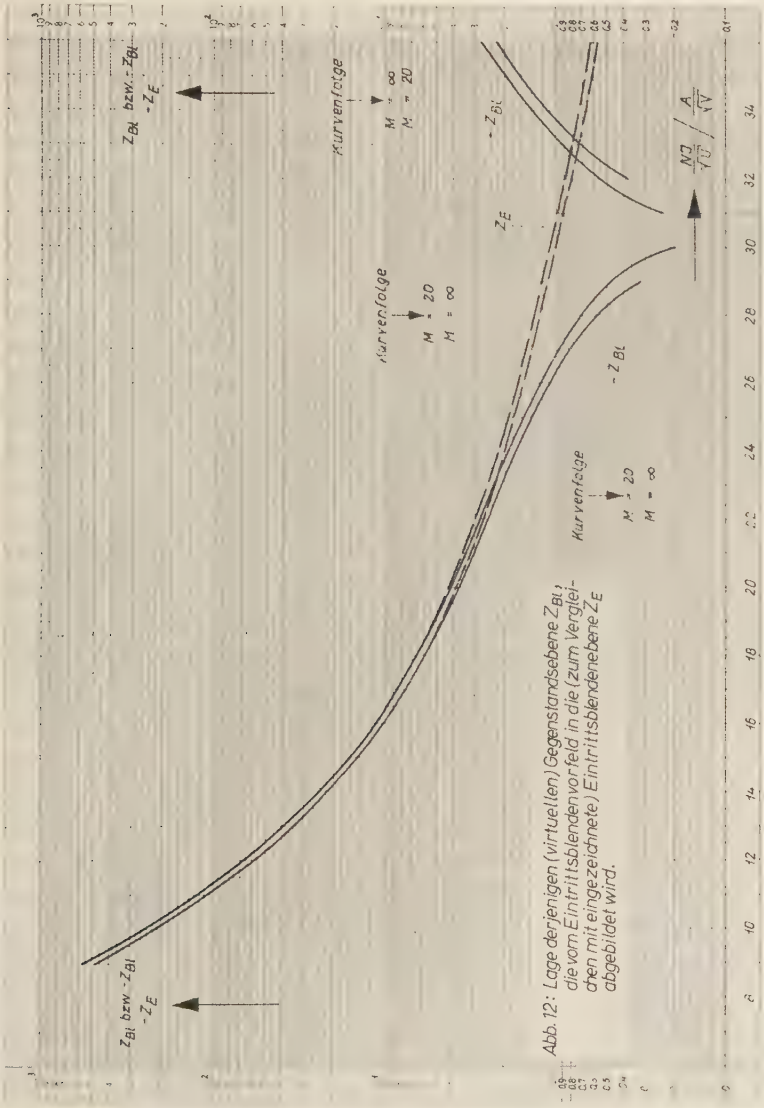


Abb. 12: Lage derjenigen (virtuellen) Gegenstandsebene Z_{Bl}, die vom Eintrittsblendenvorfeld in die (zum Vergleichen mit eingezeichnete) Eintrittsblendenebene Z_E abgebildet wird.

Abb. 11 dargestellt. Wollte man das Präparat bei abgeschaltetem Linsenfeld ebenfalls mit der Halbapertur α_E beleuchten und die aperturbegrenzende Blende wieder in der Ebene z_E anbringen, so müßte die Blende den Radius

$R_0 = \alpha_E h (z_0 - z_E)$ haben. Bei eingeschaltetem Linsenfeld wird die gleiche Bestrahlungsapertur von einer Blende mit dem (kleineren) Radius $R_V = \alpha_E E = \alpha_E h\, t(\varphi_E)$ bewirkt. Das Objektivvorfeld verursacht also eine Vergrößerung der Bestrahlungsapertur um

$$M_{\alpha E} = \frac{R_0}{R_V} = \frac{\alpha_E h (z_0 - z_E)}{-\alpha_E h\, t(\varphi_E)} = \frac{z_E - z_0}{t(\varphi_E)} . \tag{29}$$

Abb. 13: Die Verkleinerung M_{Bl} bei der Abbildung durch das Eintrittsblenden-Vorfeld.

Abschließend sei noch einmal die Eintrittsblende betrachtet, die, was man aus Abb. 10 erkennt, bei stärkeren Linsen, $\left(k^2 > 2, \text{d. h. } \frac{NJ}{\sqrt{U}} > 24\right)$ weniger als zwei Halbwertsbreiten h von der Linsenmitte entfernt und daher bereits im Linsenfeld und unter Umständen auch in der Polschuhbohrung liegen müßte. Wie man aus Abb. 11 abliest, dürfte außerdem der Eintrittsblendenradius bei diesen starken Linsen und bei den in der Elektronenmikroskopie üblichen kleinen Bestrahlungshalbaperturen von etwa $\alpha_E \approx 10^{-3}$ und Halbwertsbreiten h von wenigen Millimetern nur einige Mikron groß sein. Da diese Forderungen zu beträchtlichen konstruktiven und praktischen Schwierigkeiten führen, kann man daran denken, das Bild einer in größerer Entfernung von der Objektivlinse angeordneten Blende mit Hilfe einer zwischen dieser Blende und dem Objektiv angeordneten Kondensorlinse in der Ebene $z = z_E$ zu entwerfen und als Eintrittsblende zu verwenden. Dabei wirkt natürlich auch der vor der Ebene $z = z_E$ liegende Teil des Objektivfeldes bei der Bilderzeugung mit. Die Abbildungseigenschaften dieses Eintrittsblenden-

Vorfeldes entsprechen den im Abschnitt 1 behandelten vollkommen, nur daß jetzt die Ebene $z = z_E$ an die Stelle der Ebene $z = z_0$ tritt, also in entsprechenden Formeln φ_0 durch φ_E zu ersetzen ist. So ergibt sich als Lage z_{Bl} des virtuellen Gegenstandes, der durch das vor z_E liegende Vorfeld in die Ebene z_E abgebildet wird, analog Gleichung (7) zu

$$z_{Bl} = \operatorname{ctg} \varphi_{Bl} = -\omega \operatorname{ctg} \omega (\pi - \varphi_E) .$$

Bei dieser Abbildung wird das in z_{Bl} liegende virtuelle Blendenbild, um den der Gleichung (8) entsprechenden Faktor

$$M_{Bl} = \frac{\sin \omega (\pi - \varphi_E)}{\omega \sin \varphi_E}$$

verkleinert, reell in die Ebene $z - z_E$ abgebildet. z_{Bl} und M_{Bl} sind in Abb. 12 und 13 als Funktion der Linsenstärke aufgetragen.

3. Die Abbildung durch das Austrittsblenden-Nachfeld

Bereits im vorhergehenden Absatz wurde gezeigt, daß in der Austrittsblendenebene $z = z_A$ ein scharfgestelltes Beugungsdiagramm des Präparates entsteht. Da man aber aus konstruktiven Gründen keine Photoplatte an diese Stelle bringen kann und das Diagramm außerdem auch sehr klein ist, bildet man es in dem von *Le Poole* [7] angegebenen Strahlengang mit einer aus Zwischenlinse und Projektiv bestehenden Abbildungsoptik stark vergrößert auf den Endbildschirm ab. Man muß dabei aber auch die Wirkung des hinter der Ebene $z = z_A$ liegenden Restes des Linsenfeldes berücksichtigen, der ein – in Strahlrichtung gesehen – vor der Austrittsblende liegendes und daher virtuelles Bild des Beugungsdiagramms erzeugt. Dieses Restfeld wird im folgenden als Nachfeld bezeichnet. Die Lage des virtuellen Diagrammbildes findet man mit Hilfe des Strahles $t_A(\varphi)$, der in der Ebene $z - z_A$ den Anfangsbedingungen $t_A(\varphi_A) = 0$ und $t_A'(\varphi_A) = 1$ gehorcht und der, der Gleichung (5) entsprechend, durch $t_A(\varphi) = -\sin \omega (\varphi - \varphi_A)/(\omega \sin \varphi_A \sin \varphi)$ dargestellt wird. Sein Anstieg wird analog Gleichung (6) gegeben durch $dt_A/dz = t_A (\sin \varphi \cos \varphi - \omega \sin^2 \varphi \operatorname{ctg} \omega (\varphi - \varphi_A))$. Betrachtet man jetzt eine Tangente, die den Strahl an einer Stelle $z = \operatorname{ctg} \varphi$ rechts von z_A berührt, so daß $\varphi < \varphi_A$ ist, so schneidet diese nach Abb. 14 die z-Achse an der Stelle

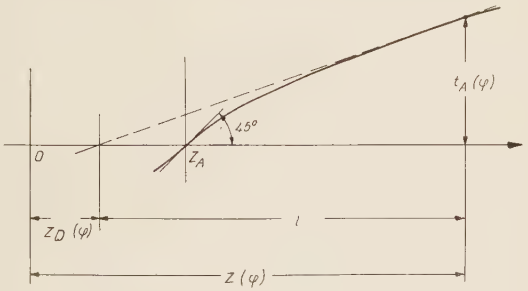


Abb. 14.

$$z_D(\varphi) = z(\varphi) - l = z(\varphi) - \frac{t_A(\varphi)}{\frac{dt_A}{dz}} = -\frac{\omega \sin \varphi \cos \varphi \operatorname{ctg} \omega (\varphi - \varphi_A) + \sin^2 \varphi}{\sin \varphi \cos \varphi - \omega \sin^2 \varphi \operatorname{ctg} \omega (\varphi - \varphi_A)} .$$

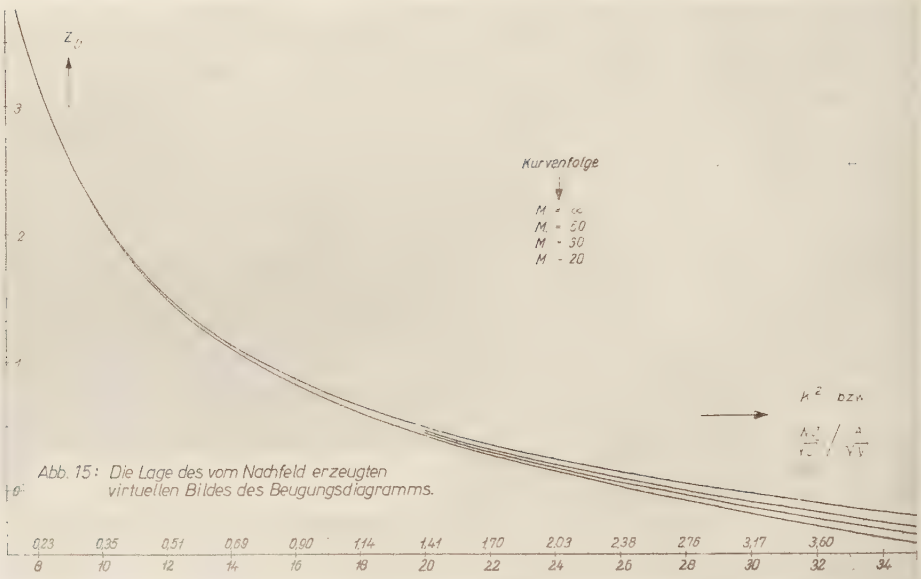


Abb. 15: Die Lage des vom Nachfeld erzeugten virtuellen Bildes des Beugungsdiagramms.

Geht man nun zum Grenzfall $q = 0$, d. h. von der Tangente zur Ausfallsasymptote über, so ergibt sich als Lage des virtuellen Bildes des Beugungsdiagramms

$$z_D = \operatorname{ctg} \varphi_D = \omega \operatorname{ctg} \omega \varphi_A \tag{30}$$

(s. Abb. 15). Um die Vergrößerung bei dieser Abbildung zu bestimmen, wählt man die Konstanten der allgemeinen Elektronenbahn $y = C_1 \sin \omega(q + C_2)/\sin q$ so, daß diese den das Linsenfeld achsenparallel im Abstand 1 verlassenden Strahl darstellt, und erhält dabei $y_p(q) = \sin \omega q/(\omega \sin q)$. Da dieser Strahl die Ebene z_A mit dem Achsenabstand $y_p(q_A)$ verläßt und seine Austrittsasymptote die virtuelle Bildebene z_D natürlich im Achsenabstand 1 durchschneidet, ist die Vergrößerung des Beugungsdiagramms

$$M_D = \frac{1}{y_p(\varphi_A)} = \frac{\omega \sin \varphi_A}{\sin \omega \varphi_A}. \tag{31}$$

M_D kann sich bei stärkeren Linsen von 1 erheblich unterscheiden, wie man aus Abb. 16 erkennt.

Es ist interessant festzustellen, welchen Einfluß M_D auf die effektive Kameralänge L_{eff} ausübt, die als diejenige Entfernung aufzufassen ist, die das Präparat von der Ebene $z = z_D$ haben müßte, wenn man das dort von der Linse erzeugte virtuelle Beugungsdiagramm durch ein reelles, linsenlos erzeugtes von gleicher Größe ersetzen wollte. Da die Kameralänge definitionsgemäß gleich dem in der Beugungsdiagrammebene gemessenen Achsenabstand desjenigen Strahles ist, der im Präparat um 45° abgebeugt wurde, d. h. also den Anstieg 1 hat, geht man auf den Strahl $t(q)$ der Gleichung (5) zurück, für den ja $t'(q_0) = 1$ ist. Sein Achsenabstand in der Ebene $z = z_A$

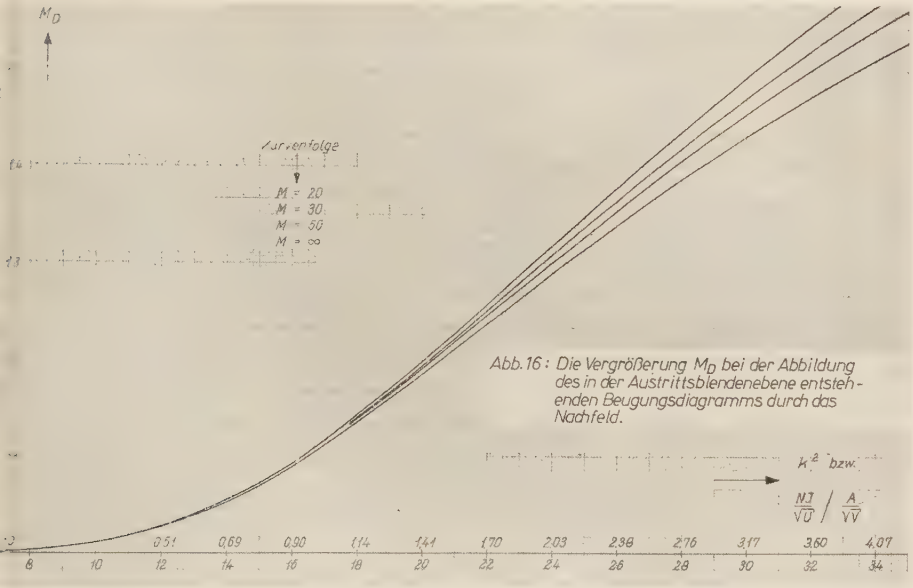


Abb. 16: Die Vergrößerung M_D bei der Abbildung des in der Austrittsblendenebene entstehenden Beugungsdiagramms durch das Nahfeld.

ist dann $t(\varphi_A)h$, so daß er virtuell in der Ebene $z - z_D$ den Achsenabstand $h\,t(\varphi_A)\,M_D$ hat, der nach Obigem gleich der effektiven Kameralänge ist:

$$L_{eff} = h\,t(\varphi_A)\,M_D = -h\,\frac{\sin\omega\,(\varphi_A - \varphi_0)}{\sin\varphi_0 \sin\omega\,\varphi_A}\,.$$

Setzt man nun nach (26) $\varphi_A - \varphi_0 = \varphi_1$ und $\varphi_0 = \frac{\pi}{\omega} + \varepsilon$ ein, so ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$L_{eff} = \frac{h}{\sin\left(\frac{\pi}{\omega} + \varepsilon\right)\cos\omega\,\varepsilon - \frac{1}{\omega}\sin\omega\,\varepsilon\cos\left(\frac{\pi}{\omega} + \varepsilon\right)}\,. \qquad (32)$$

Beachtet man nun noch, daß

$$\sin\left(\frac{\pi}{\omega} + \varepsilon\right) = \sin\frac{\pi}{\omega}\cos\varepsilon + \cos\frac{\pi}{\omega}\sin\varepsilon = \sin\frac{\pi}{\omega}\sqrt{1 - \sin^2\varepsilon} + \cos\frac{\pi}{\omega}\sin\varepsilon$$

und

$$\cos\left(\frac{\pi}{\omega} + \varepsilon\right) = \cos\frac{\pi}{\omega}\cos\varepsilon - \sin\frac{\pi}{\omega}\sin\varepsilon = \cos\frac{\pi}{\omega}\sqrt{1 - \sin^2\varepsilon} - \sin\frac{\pi}{\omega}\sin\varepsilon$$

ist, so kann man, weil $\varepsilon \ll 1$ ist, nach Potenzen von ε entwickeln und erhält bei Vernachlässigung höherer als quadratischer Glieder

$$L_{eff} = \frac{h}{\sin\frac{\pi}{\omega}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2}(\omega^2 - 1)\right)} = \frac{h}{\sin\frac{\pi}{\omega}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2}k^2\right)} \approx \frac{h}{\sin\frac{\pi}{\omega}}\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2}k^2\right). \qquad (33)$$

Da bekanntlich $h/\sin\frac{\pi}{\omega}$ gleich der Objektivbrennweite f_{Obj} ist, kann man auch schreiben

$$L_{eff} = f_{Obj}\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2}k^2\right). \tag{34}$$

Die Beugungslänge wird also, da man $\varepsilon^2 k^2/2$ in erster Näherung vernachlässigen kann, gerade durch die virtuelle Abbildung mit Hilfe des hinter der Austrittsblendenebene $z = z_A$ liegenden Feldteiles gleich der Objektivbrennweite. Man kann zeigen, daß das Korrekturglied die Krümmung des Strahles auf dem Wege zwischen der Objektebene $z = z_0$ und der gegenstandsseitigen Brennebene $z = \operatorname{ctg}\frac{\pi}{\omega}$ berücksichtigt, was jedoch etwas umständlich ist und daher hier nicht durchgeführt werden soll.

4. Vom Magnetfeld der Objektivlinse hervorgerufene Aberrationen des Beugungsdiagramms

Bereits im Abschnitt 2 wurde gezeigt, daß die im Präparat nicht gestreuten Strahlen in der Austrittsblendenebene $z = z_A$ ein scharfgestelltes Bild der Eintrittsblende erzeugen und daß dort ein Beugungsdiagramm des Präparates entsteht. Man muß sich jedoch grundsätzlich darüber im klaren sein, daß die im Beugungsdiagramm zu einem Reflex vereinigten Strahlen zwar im mitgedrehten Koordinatensystem alle um den gleichen Winkel abgelenkt worden sind, daß dies aber nicht für ein kristallfestes Koordinatensystem gilt. Umgekehrt werden dann diejenigen Strahlen, die im Präparat um den gleichen Winkel ϑ abgebeugt worden sind, nicht stigmatisch vereinigt, sondern bilden eine Aberrationsfigur, die man in erster Näherung ohne größere Schwierigkeiten berechnen kann.

Dazu betrachte man im mitgedrehten Koordinatensystem eine Schar von abgebeugten Strahlen, die in der Präparatebene z_0 die Neigungen $x'(z_0) = \operatorname{tg}\vartheta$ und $y'(z_0) = 0$ gegen die z-Achse haben (s. Abb. 17). Die Präparatstellen, von denen die Strahlen ausgehen, sollen dabei im Abstand $R = rh$ von der Linsenachse liegen und durch den Azimutwinkel α zwischen dem Radiusvektor r und der Aufrißebene x, z des reduzierten, mitgedrehten Koordinatensystems gekennzeichnet sein. Um die Größe des Beugungswinkels festzustellen, geht man zu einem raumfesten Koordinatensystem über, dessen Orientierung so gewählt ist, daß sie mit derjenigen des mitgedrehten Systems im Augenblick des Beugungsvorganges, d. h. wenn das Elektron durch die Präparatebene $z = z_0$ hindurchtritt, übereinstimmt. Der Ursprung des raumfesten Koordinatensystems soll im mitgedrehten System die Koordinaten $x = y = 0$, $z = z_0$ haben. Kennzeichnet man nun die Koordinaten des raumfesten Systems mit dem Index f und läßt – wie bisher – die Koordinaten des mitgedrehten Systems

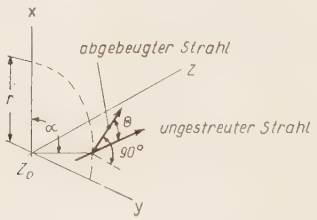


Abb. 17.

ohne besondere Bezeichnung, so führt eine einfache Rechnung zu folgenden im Augenblick des Durchtritts des Elektrons durch die Ebene $z - z_0$ gültigen Transformationsformeln:

$$\begin{aligned} y_f &= y & y_f' &= y' + r\,\dot{\psi}\cos\alpha / \dot{z} = y' + \cos\alpha\,\mathrm{tg}\,\nu \\ x_f &= x & x_f' &= x' - r\,\dot{\psi}\sin\alpha / \dot{z} = x' - \sin\alpha\,\mathrm{tg}\,\nu \\ z_f &= z - z_0. \end{aligned} \tag{35}$$

Dabei wurde wieder angenommen, daß sich das bewegte System mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\psi} = (e\,B(z_0)/2\,m_0)\sqrt{U_r^*/U_r}$ im Rechtsschraubensinn um die Linsenachse dreht. $\nu = \mathrm{arc\ tg}(r\,\dot{\psi}/\dot{z})$ bezeichnet den Winkel, der im raumfesten Koordinatensystem zwischen dem im mitgedrehten System auf die Präparatebene $z = z_0$ achsenparallel einfallenden Strahl $s(\varphi)$ der Gleichung (4) und der Parallelen zur Linsenachse liegt. Setzt man $\dot{z} = \dot{Z}/h = -\sqrt{2\,e\,U_r^*/m_0}/h$ und $\dot{\psi} = (e\,B(z_0)/2\,m_0)\sqrt{U_r^*/U_r}$ ein, so ergibt sich analog zu den Gleichungen (23) und (24):

$$\mathrm{tg}\,\nu = \frac{r\dot{\psi}}{\dot{z}} = \frac{r\,\dfrac{e\,B(z_0)}{2\,m_0}\sqrt{\dfrac{U_r^*}{U_r}}}{\sqrt{\dfrac{2\,e\,U_r^*}{m_0}}\,\dfrac{1}{h}} = \frac{R}{h}\,\frac{k}{1+z_0^2}. \tag{36}$$

[Natürlich ergibt sich Gleichung (24) sofort aus Gleichung (35), wenn man dort $x_f' = \pi/2$ und $\alpha = 0$ setzt]. Für die Feinbereichsbeugung interessieren Bereiche von höchstens wenigen μ Durchmesser, so daß R in der gleichen Größenordnung liegt und bei Halbwertsbreiten h von einigen Millimetern $r = R/h \lessapprox 10^{-3}$ ist. Die Linsenstärke k^2 ist maximal etwa gleich 3, so daß $\mathrm{tg}\,\nu \lessapprox 10^{-2}$ wird und im folgenden $\mathrm{tg}\,\nu \approx \nu$ gesetzt werden kann.

Mit Hilfe der Gleichungen (35) kann man jetzt für die Präparatebene $z = z_0$ die Richtungen des ungestreuten und des gestreuten, durch den Winkel θ im mitgedrehten System gekennzeichneten Strahles auf das raumfeste System umrechnen. Dabei sei angenommen, daß die Schenkel der in den einzelnen Punkten des Präparates errichteten Winkel θ stets in einer zur Aufrißebene x, z parallelen Ebene liegen.

mitgedrehtes System	Nullstrahl	$y'(z_0) = 0$ $x'(z_0) = 0$
	gestreuter Strahl	$y'(z_0) = 0$ $x'(z_0) = \mathrm{tg}\,\theta$
raumfestes System	Nullstrahl	$y_f'(0) = \nu\cos\alpha$ $x_f'(0) = -\nu\sin\alpha$
	gestreuter Strahl	$y_f'(0) = \nu\cos\alpha$ $x_f'(0) = \mathrm{tg}\,\theta - \nu\sin\alpha$

Mit Hilfe dieser Ableitungen lassen sich die Komponenten der im raumfesten System in Richtung der beiden Strahlen liegenden Einheitsvektoren $\mathfrak{s}_0$ und $\mathfrak{s}_\vartheta$ ausrechnen. Der zwischen ihnen aufgespannte Winkel ϑ ist dann der Beugungswinkel und läßt sich aus ihrem Skalarprodukt $(\mathfrak{s}_0\,\mathfrak{s}_\vartheta) = \cos\vartheta$ bestimmen. Da $\nu \lessapprox 10^{-2} \ll 1$ ist, kann man dabei alle Glieder von höherer als erster Ordnung in ν vernachlässigen und erhält

$$\cos\vartheta = \frac{1 - \nu \sin\alpha \operatorname{tg}\theta}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\theta - 2\nu \sin\alpha \operatorname{tg}\theta}}\,.$$

Die Umformung $\operatorname{tg}\vartheta = \sqrt{\frac{1}{\cos^2\vartheta} - 1}$ ergibt bei Entwicklung in eine Potenzreihe nach ν und Vernachlässigung aller nichtlinearen Glieder

$$\operatorname{tg}\vartheta = \operatorname{tg}\theta\,(1 + \nu \sin\alpha \operatorname{tg}\theta)\,.$$

Bei nicht zu großen Beugungswinkeln $\vartheta \approx \theta$ kann man dafür auch schreiben:

$$\vartheta = \theta\,(1 + \nu \sin\alpha \cdot \theta)\,.$$

Da je nach der Lage der streuenden Präparatstelle $-1 \leq \sin\alpha \leq 1$ ist, enthält also ein zum Neigungswinkel θ gehörender Punkt des Beugungsdiagramms Strahlen, die sich im Streuwinkel ϑ um den kleinen Bruchteil $2\nu\theta$ unterscheiden können. Werden umgekehrt alle Strahlen im Präparat um den gleichen Winkel ϑ_0 in die gleiche Richtung abgestreut, so ist ihre Aberrationsfigur in dem in der hinteren Objektivbrennebene entstehenden Beugungsdiagramm in erster Näherung ein radial liegender Strich von der Länge $2\nu\vartheta_0^2 f_{Obj}$. Nun ist — wie bereits oben gezeigt — $\nu \lessapprox 10^{-2}$, und damit wird bei den in Frage kommenden Beugungswinkeln $\vartheta_0 < 10^{-1}$ die auf den Nullpunktsabstand $\vartheta_0 f_{Obj}$ des Reflexes bezogene relative Reflexverbreiterung $2\nu\vartheta_0^2 f_{Obj} / \vartheta_0 f_{Obj} = 2\nu\vartheta_0 \lessapprox 2 \cdot 10^{-3}$ und ist experimentell kaum nachzuweisen.

Viel bedenklicher ist, daß sich die Richtung des einfallenden Strahles von Ort zu Ort im Präparat ändert, weil er ja nach (36) um den Winkel $\nu = R\,k/(1 + z_0^2)\,h$ gegen die Präparatnormale geneigt ist und ν bei starken Linsen ($k^2 \approx 3$, $z_0 \ll 1$) und Bereichen von wenigen μ Durchmesser bereits einige 10^{-3} rad betragen kann. Auch ein vollkommen gleichmäßig aufgebauter Kristall kann daher unter diesen Umständen an einigen Stellen stark reflektieren, an anderen weniger stark oder überhaupt nicht. Dies muß man natürlich besonders bei der Interpretation von Dunkelfeldbildern berücksichtigen. Bei der konventionellen Feinbereichsbeugung ist dieser Effekt weniger ausgeprägt, weil bei den hierbei gebräuchlichen mittelstarken Objektiven k viel kleiner und $z_0^2 \gtrsim 1$ ist. So ist beim Elmiskop I [9] ($k^2 = 0{,}56$, $z_0 = 1{,}4$, $h = 1{,}65$ mm) bei einem $2R = 2\,\mu$ großen beugenden Bereich $\nu \lessapprox 10^{-4}$.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn *J. Radtke* für die Ausführung numerischer Rechnungen und Herrn Dr. *P. Schiske* für anregende Diskussionen.

Literatur

[1] *B. von Borries, E. Ruska:* Versuche, Rechnungen und Ergebnisse zur Frage des Auflösungsvermögens beim Übermikroskop. Z. techn. Physik *20* (1939) 225.
[2] *M. von Ardenne:* Über ein neues Universal-Elektronenmikroskop mit Hochleistungsmagnet-Objektiv und herabgesetzter thermischer Objektbelastung. Kolloid-Z. *108* (1944) 195.
[3] *L. Marton, R. G. E. Hutter:* On apertures of transmission microscopes using magnetic lenses. Physic. Rev. *65* (1944) 161.
[4] *W. Glaser, H. Robl:* Apertur und Blenden magnetischer Übermikroskope. Österr. Ing. Arch. *5* (1951) 36.
[5] *W. D. Riecke:* Neue Methoden zur Aufnahme von Beugungsdiagrammen kleiner ausgewählter Bereiche aus Durchstrahlungspräparaten. Proc. Eur. Reg. Conf. on Electron Microscopy, Delft 1960, Vol. 1, S. 82.
[6] *W. Glaser:* Grundlagen der Elektronenoptik. Springer-Verlag, Wien 1952.
[7] *J. B. Le Poole:* Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips' Techn. Rundsch. *9* (1947) 33.
[8] *O. Rang:* Formbestimmung dünner Einkristall-Lamellen mit Hilfe der durch Kristallgitterreflexe hervorgerufenen Scheinstrukturen. Optik *10* (1953) 90.
[9] *E. Ruska, O. Wolff:* Ein hochauflösendes 100-kV-Elektronenmikroskop mit Kleinfelddurchstrahlung. Z. wiss. Mikroskopie *62* (1956) 465.
[10] *S. G. Ellis:* The use of diaphragms in the electron microscope. Canad. J. Res., Sect. A, *25* (1947) 322.

(Eingegangen am 14. 7. 1961)

Den Literaturangaben der 3. Mitteilung von W. D. Riecke ist auf S. 116 noch folgender Titel hinzuzufügen:

[37] *F. Lenz, H. Mecking:* The caustic surface in electron optical systems of fourfold axial symmetry. Proc. Eur. Reg. Conf. Electron Microscopy, Delft 1960, Vol. I, 41, De Nederlandse Vereniging voor Electronen Microscopie, Delft 1961.

Optik

Optik 19
Heft 5, 1962

Sonderabdruck 19. Band 1962, Seite 273–286
Herausgeber: Dr. Fr. Gößler und Dr. N. Günther
WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

DK 535.42 : 537.533 (043)

Über eine neue Methode zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen extrem kleiner, ausgewählter Bereiche aus elektronenmikroskopischen Durchstrahlungspräparaten [1]

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut
der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

Inhaltsangabe

Es wird über einen neuen Strahlengang zur Feinstrahl-Elektronenbeugung berichtet, bei dem das Präparat in der Feldmitte einer starken elektromagnetischen Objektivlinse angeordnet ist und der vor der Präparatebene liegende Feldteil fast ebensoviel Brechkraft hat wie das hinter der Präparatebene liegende Abbildungsfeld. Der von diesem Vorfeld gebildete kurzbrennweitige Vorfeldkondensor erzeugt – zusammen mit zwei weiteren vor dem Objektiv angeordneten kurzbrennweitigen Magnetlinsen – in der Präparatebene ein stark verkleinertes Bild der Strahlquelle. Hierdurch entsteht eine feine Elektronensonde von wenigen 100 Å Durchmesser. Ihre Lage wird in der – von Objektiv und Projektiv erzeugten – vergrößerten Abbildung des Präparats beobachtet. Das Beugungsdiagramm des beleuchteten Präparatbereiches entsteht in der hinteren Objektivbrennebene und wird wie üblich von Zwischenlinse und Projektiv auf den Endbildschirm übertragen. Mit Hilfe einer vor dem Vorfeldkondensor zusätzlich angeordneten langbrennweitigen Kondensorlinse, die zusammen mit diesem ein Dublett bildet, kann man die Feinstrahlsonde ohne Veränderung der Brechkraft der auf das Präparat scharfgestellten Objektivlinse fokussieren.

Abstract

A new method is described for the production of electron diffraction patterns from very small selected areas of transmission specimens. The specimen is placed in the center of a strong magnetic objective lens, so that the part of the magnetic field preceding the specimen has nearly as much refractive power as the magnetic field behind the specimen. Thus, a short focus pre-field condenser lens is formed, which is used in conjunction with two other short focus lenses to produce a strongly demagnified image of the electron source at the specimen level. This electron probe has a diameter of a few hundred Å. Its position is observed in a high magnification image of the specimen, which is produced by objective and projector lens. The diffraction pattern of the small illuminated area is formed in the back focal plane of the objective lens and is imaged on the final screen by intermediate and projector lenses. When an additional long focus condenser lens is placed directly

[1] D 188, 5. Mitteilung.

before the pre-field condenser, the two act as a doublet lens. By adjusting the refractive power of the long focus lens, the electron probe can be focused without impairing the refractive power of the objective.

Résumé

On décrit une nouvelle méthode pour produire des diagrammes de diffraction d'électrons de petites aires sélectionnées des spécimens à transmission. On place le spécimen au centre d'un objectif magnétique puissant, de façon à ce que le champ magnétique qui précède le spécimen ait presqu'autant de puissance que le champ magnétique derrière le spécimen. On forme ainsi un condenseur d'avant-champ à distance focale courte, qui est utilisé en rapport avec deux autres objectifs à courte focale pour produire une image fortement diminuée de la source d'électrons. Cette sonde électronique a un diamètre de quelques centaines d'Å. Sa position peut être observée dans une image très aggrandie du spécimen, image produite par l'objectif et le système projecteur. Le diagramme de diffraction de la petite aire éclairée apparait dans l'arrière-plan focal de l'objectif. La lentille intermédiaire et le système projecteur forment l'image de ce diagramme sur l'écran final. Si l'on ajoute encore une lentille-condenseur à longue focale directement devant le condenseur de l'avant-champ, les deux se comportent comme un doublet. En ajustant la puissance de l'objektif à longue focale, la sonde électronique peut être focalisée sans qu'il ne soit nécessaire de changer la puissance de l'objectif.

1. Einleitung

Wie der Verfasser [1] bereits früher gezeigt hat, kann man mit Hilfe der mit den meisten modernen Elektronenmikroskopen ausführbaren Feinbereichsbeugung nach *Le Poole* [2] Beugungsdiagramme ausgewählter Präparatbereiche bis herab zu etwa 1 μ Durchmesser erhalten; noch wesentlich kleinere Bereiche lassen sich auf diese Weise – vor allem wegen des prinzipiell nicht vermeidbaren Öffnungsfehlers der Objektivlinse – nicht isoliert untersuchen. Diese Begrenzung läßt sich überwinden, wenn man die Bereichsauswahl nicht wie bei der *Le Poole*schen Methode mit einer im ersten Zwischenbild liegenden Selektorblende vornimmt, sondern ausschließlich den zu untersuchenden Präparatbereich mit einem genügend feinen Elektronenstrahl beleuchtet. Wie bereits früher berichtet, gelang es dem Verfasser [3], ein zweistufig stark verkleinertes Strahlquellenbild mit einer dritten langbrennweitigen Kondensorstufe in die Präparatebene zu übertragen und mit dem so entstehenden Feinstrahl von 0,1 μ Durchmesser Bereiche dieser Größenordnung zur Beugungsuntersuchung auszuwählen. Die Bemühungen, in diesem Strahlengang noch wesentlich kleinere Feinstrahldurchmesser zu erhalten, stoßen – wie a.a.O. berichtet – vor allem aus zwei Gründen auf große Schwierigkeiten: Zum einen schwingt nämlich der Feinstrahl unter der Ablenkwirkung des elektromagnetischen Störfeldes um eine Strecke hin und her, die auch bei relativ schwachem Störfeld bereits etwa 0,05 μ beträgt. Zum anderen ist die Öffnungsfehlerkonstante bei langbrennweitigen Linsen mindestens etwa so groß wie die Brennweite, und wenn man den Durchmesser des hierdurch verursachten Fehlerscheibchens wesentlich kleiner als 0,1 μ machen wollte, müßte man die wirksame Linsenöffnung so stark begrenzen, daß das von der Öffnungsblende hervorgerufene Beugungsscheibchen größer wäre als der angestrebte Feinstrahldurchmesser.

Es ist daher viel günstiger, wenn man die langbrennweitige Kondensorstufe fortläßt und die Strahlquelle mit einer dritten kurzbrennweitigen Kondensor-

linse direkt in die Präparatebene abbildet. Wie a.a.O. [3] bereits gezeigt wurde, sind ja stark verkleinernd abbildende kurzbrennweitige Linsen weniger störempfindlich als schwach verkleinernde oder vergrößernde langbrennweitige Linsen, und außerdem haben sie viel kleinere Öffnungsfehler. Die Anordnung einer Linse dicht vor dem Präparat hat *v. Ardenne* [4] versucht, und sie führte zu erheblichen konstruktiven Schwierigkeiten. Um wirksam verkleinern zu können, mußte die Linse nämlich kurz brennweitig und daher wenige Millimeter vor dem Präparat angeordnet sein, das ja andererseits wieder im oder dicht vor dem Objektivspalt liegen mußte. Darüber hinaus wurde auch für den zur Präparatbewegung erforderlichen Kreuztisch ausreichender Bauraum benötigt.

Der Verfasser hat daher versucht, einen neuen Weg zu gehen. Wenn man eine Objektivlinse bei wesentlich größerer Linsenstärke betreibt, als dies bei den heutigen Elektronenmikroskopen üblich ist, muß das Präparat bekanntlich sehr weit in das Linsenfeld eintauchen, so daß ein wesentlicher Teil des Feldes vor dem Präparat liegt. Dieses Vorfeld hat, wenn das Präparat etwa in der Feldmitte liegt, fast die gleiche Brechkraft wie das Abbildungsfeld und ist daher zur stark verkleinernden Abbildung der Strahlquelle gut brauchbar. Die Abbildungseigenschaften des Vorfeldes lassen sich – wie der Verfasser [5] zeigen konnte – mit Hilfe von Brennweiten und Hauptebenen beschreiben, wenn die Feldverteilung der Linse vom Typ des von *Glaser* [6] angegebenen Glockenfeldes ist, was für einen großen Teil der praktisch verwendeten Objektivlinsen wenigstens genähert zutrifft. Für quantitative, die Kardinalelemente der Vorfeldlinse sowie die theoretische Lage und Größe der Ein- und Austrittsblende betreffende Angaben sei auf die zitierte Arbeit [5] verwiesen. Im folgenden soll ein erster Bericht über die Entwicklung eines neuen Strahlenganges zur Feinstrahl-Elektronenbeugung gegeben werden, bei dem der Durchmesser des zur Beugung ausgewählten Präparatbereiches größenordnungsmäßig etwa 100 Å beträgt und die Vorfeldlinse des Objektivs als letzte Abbildungsstufe für die stark verkleinernde Abbildung der Strahlquelle in die Präparatebene verwendet wird. Das Präparat wurde von der magnetischen Objektivlinse und einer magnetischen Projektivlinse zweistufig auf den Leuchtschirm abgebildet. Das Beugungsdiagramm des Präparates entsteht – wie bekannt – in der Austrittsblendenebene der Objektivlinse, und es wurde bei zusätzlichem Einschalten einer elektrostatischen Zwischenlinse in die Projektivgegenstandsebene und von dort auf den Leuchtschirm projiziert. Da diese beiden Abbildungsstrahlengänge vom Verfasser [3] bereits früher eingehend behandelt worden sind, soll im folgenden vor allem das neuartige Bestrahlungssystem besprochen werden.

1. Feinstrahlbeleuchtung mit Hilfe des Vorfeldkondensors

1.1. Der Aufbau des Kondensorsystems

Wenn man die Objektivlinse mit einer Linsenstärke von $k^2 \approx 3$, d. h. $NJ/\sqrt{U} \approx 30\ A/\sqrt{V}$, betreibt, so ist – wie bereits früher [5] gezeigt – die Vorfeldbrennweite f_v etwa gleich der Linsenhalbwertsbreite h und daher auch

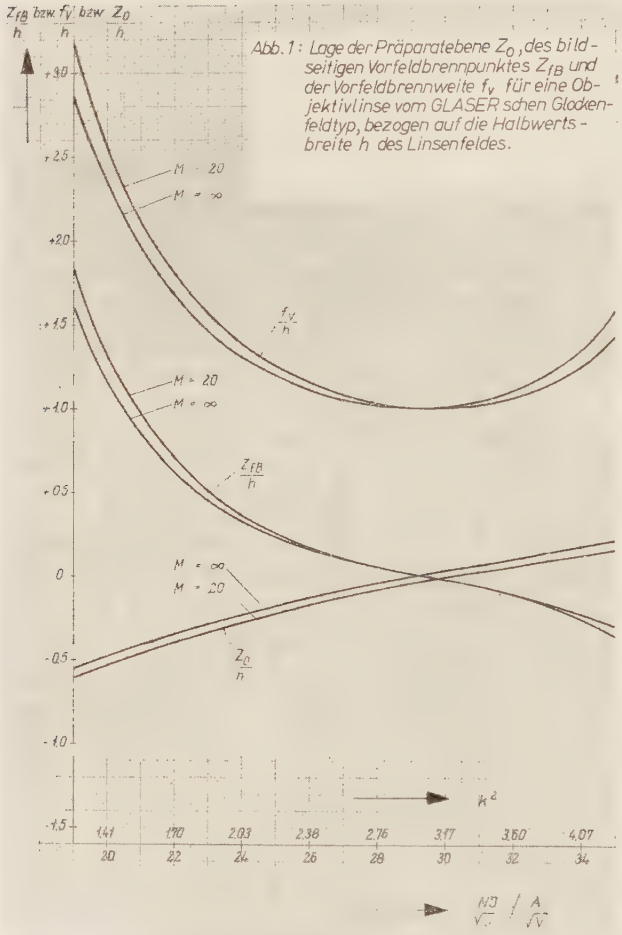


Abb. 1: Lage der Präparatebene Z_0, des bildseitigen Vorfeldbrennpunktes Z_{fB} und der Vorfeldbrennweite f_V für eine Objektivlinse vom GLASER'schen Glockenfeldtyp, bezogen auf die Halbwertsbreite h des Linsenfeldes.

etwa gleich der bei der Abbildung des Präparates wirksamen kurzen Objektivbrennweite. Man hat daher die Möglichkeit, eine bereits verkleinerte Strahlquelle mit Hilfe der kurzbrennweitigen Vorfeldlinse noch wesentlich stärker zu verkleinern. Die Vorfeldlinse soll im folgenden – ihrer Funktion gemäß – als Vorfeldkondensor bezeichnet werden. Da das vom Vorfeldkondensor erzeugte Bild in der Präparatebene scharfgestellt sein soll, ergeben sich je nach der Lage des bildseitigen Vorfeldkondensor-Brennpunktes relativ zur Präparatebene (s. Abb. 1) zwei verschiedene Situationen. Liegt dieser Brennpunkt nämlich – in Strahlrichtung gesehen – hinter der Präparatebene, so muß auch der in diese Ebene abgebildete Gegenstand hinter dem Präparat liegen; er ist also virtuell und kann z. B. ein von einer anderen Linse an diese Stelle projiziertes Bild sein. Liegt der bildseitige Vorfeldkondensorbrennpunkt

hingegen vor der Präparatebene, so wird eine vor der Vorfeldlinse befindliche Gegenstandsebene und somit ein reeller Gegenstand in die Präparatebene abgebildet. Es soll nun untersucht werden, welche Arbeitsweise sich für die Praxis besser eignet.

Der Abb. 1 entnimmt man, daß im interessierenden Arbeitsbereich $k^2 \approx 3$ bzw. $NJ/\sqrt{U} \approx 30\ A/\sqrt{V}$ die Vorfeldbrennweite f_v fast konstant gleich der Feldhalbwertsbreite h ist. Bei nicht zu kleinen Gegenstandsweiten $g_o = |z_{HG} - z_G| \gg f_v$ erhält man daher als Verkleinerungsfaktor $M_v = f_v/(g_o - f_v) \approx f_v/g_o$, wobei die axiale Koordinate des Gegenstandes durch z_G und die der gegenstandsseitigen Hauptebene durch z_{HG} bezeichnet wurden.

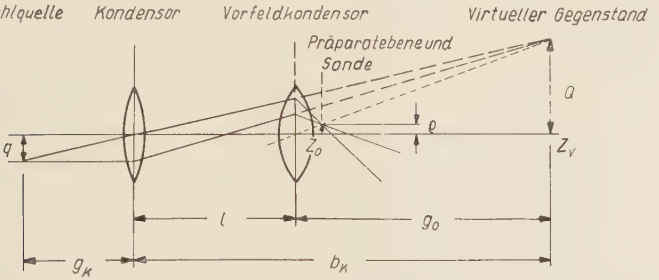


Abb. 2. Zur Verwendung eines langbrennweitigen Kondensors in Verbindung mit dem Vorfeldkondensor.

Wenn man nun den in die Präparatebene fallenden Querschnitt des Feinstrahles (im folgenden kurz als Sonde bezeichnet) als verkleinertes Bild eines reellen Gegenstandes, nämlich der vor dem Objektiv liegenden stark verkleinerten Strahlquelle, erzeugt, so kann man die Gegenstandsweite natürlich nicht zu groß machen, weil sonst die Apparatur zu lang würde. Im Gegensatz dazu kann ein virtueller Gegenstand beliebig weit hinter dem Objektiv liegen und vom Vorfeldkondensor also viel stärker verkleinert abgebildet werden. Diese Arbeitsweise scheint also auf den ersten Blick günstiger zu sein. Man muß jedoch auch die Größe des virtuellen Gegenstandes und damit das ihn erzeugende Linsensystem in die Betrachtung einbeziehen und betrachtet dazu Abb. 2. Der vom Vorfeldkondensor abzubildende Gegenstand ist das von einer langbrennweitigen Kondensorlinse erzeugte Bild der bereits von anderen Linsen verkleinerten Strahlquelle und hat den Radius $Q = q\,b_k/g_k$, wenn q der Radius der verkleinerten Strahlquelle, g_k die Kondensor-Gegenstandsweite und b_k die Kondensor-Bildweite ist. Die Sonde hat dann den Radius $\varrho = QM_v \approx Qf_v/g_o$. Bezeichnet man nun noch den Abstand des langbrennweitigen Kondensors vom Vorfeldkondensor mit l, so ergibt sich wegen $g_o = b_k - l$:

$$\varrho = Q\frac{f_v}{b_k - l} = q\frac{b_k f_v}{g_k(b_k - l)} = q\frac{f_v}{g_k}\frac{1}{1 - \frac{l}{b_k}}.$$

Um den Sondenradius möglichst klein zu machen, muß man also die Kondensor-Gegenstandsweite g_k und die Kondensor-Bildweite b_k möglichst groß und den Abstand l des Kondensors vom Objektiv möglichst klein machen.

Der Sondenradius kann aber nicht kleiner als $\varrho_{min} = q f_v / g_k$ werden. Diesen Sondenradius kann man im Prinzip auch einfacher erhalten, wenn man den Kondensor fortläßt und die Quelle in der Entfernung g_k vor dem Objektiv anordnet. Man könnte also an und für sich die langbrennweitige Kondensorlinse einsparen. Dies brächte jedoch den Nachteil mit sich, daß das Scharfstellen des Präparates und das Einstellen auf kleinsten Sondendurchmesser nicht unabhängig voneinander vorgenommen werden könnten, weil ja die eigentliche Objektivlinse und der Vorfeldkondensor bei Änderung der Objektivdurchflutung gleichzeitig ihre Brennweiten und Brennpunktslagen ändern. In diesem Strahlengang liegen die Gegenstandsebene des Vorfeldkondensors – nämlich die Strahlquelle – und die Bildebene des Objektivs – nämlich die Gegenstandsebene des Projektivs – durch die Konstruktion des Gerätes fest. Mit wachsender Linsenstärke bewegt sich daher die Bildebene des Vorfeldkondensors entgegengesetzt zur Flugrichtung der Elektronen und die Gegenstandsebene des Objektivs gegenläufig dazu in Flugrichtung der Elektronen; beide Ebenen liegen bei $k^2 \approx 3$ zwar ungefähr in der Feldmitte, aber sie fallen nur bei einer ganz bestimmten Linsenstärke zusammen. Ein Zahlenbeispiel zeigt, daß diese Einstellung sehr genau vorgenommen werden muß: Es sei angenommen, daß ein Sondendurchmesser von etwa $2\varrho = 100$ Å erreicht werden soll und daß die Bestrahlungsapertur – wie in Abs. 1.3. noch begründet wird – $\alpha \approx 10^{-3}$ beträgt. Ist die Präparatebene von der Vorfeldkondensor-Bildebene nur um $l = 10\,\mu$ entfernt und beträgt der Sondendurchmesser in letzterer $2\varrho = 100$ Å, so hat der Feinstrahl im Präparat bereits den Durchmesser $2\varrho + l\alpha = 200$ Å. Wenn man den langbrennweitigen Kondensor einsparen wollte, wäre also eine feingängige axiale Verstellung des Präparates für das gleichzeitige Scharfstellen von Sonde und Präparatbild notwendig. Erfahrungsgemäß treten beim Bau eines hierfür geeigneten Verstelltisches, der natürlich auch für ein genaues, lose- und nachlauffreies Verschieben des Präparates senkrecht zur Geräteachse eingerichtet sein muß, beträchtliche mechanische Schwierigkeiten auf. Deshalb ist es für die Praxis günstiger, in der oben beschriebenen Weise eine langbrennweitige Kondensorlinse zwischen Strahlquelle und Vorfeldkondensor anzuordnen. Durch Verändern der Brennweite des langbrennweitigen Kondensors kann man dann die Sonde ohne Beeinträchtigen der Scharfstellung des Präparatbildes fokussieren.

1.2. Die Anordnung der Eintrittsblende

Der Verfasser hat bereits früher [5] gezeigt, daß die Eintrittsblende des Objektivs bei einer starken Linse bereits im Objektiv-Vorfeld und damit praktisch in der Polschuhbohrung liegen sollte. Die durch diese – theoretisch optimale – Blendenlage bestimmte Ebene soll im folgenden als Eintrittsblendenebene bezeichnet werden. Leider ist aber der in der Polschuhbohrung zur Verfügung stehende Platz so beengt, daß das Anbringen von justierbaren Blenden konstruktiv sehr schwierig wird, besonders wenn man die Blenden während des Betriebes wechseln oder zum Zentrieren des Gerätes herausnehmen will. Es soll daher die Frage untersucht werden, ob man statt dessen eine Blende in etwas größerer Entfernung von der Objektivlinse anordnen

kann, wo zum Einbau einer Blendenwechselvorrichtung genügend Platz zur Verfügung steht.

Das Wesentliche läßt sich am einfachsten übersehen, wenn das Vorfeld einen reellen Gegenstand in die Präparatebene abbildet. Man betrachtet dazu den in Abb. 3 dargestellten Strahlenverlauf. Dabei ist angenommen, daß die Strahlquelle q vom Vorfeldkondensor in der Größe $\varrho = M_V q$ in die Präparatebene z_0 abgebildet wird. Apertur und Richtung der Strahlenbündel, die auf die einzelnen Flächenelemente des Präparates einfallen, werden durch

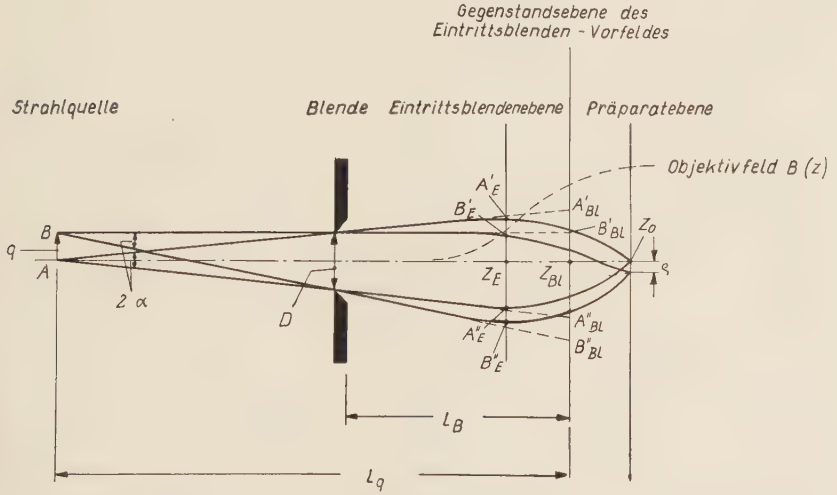


Abb. 3. Zur Berechnung der Neigung der in die Präparatebene einfallenden Strahlenbündel, wenn Eintrittsblende und Strahlquelle weit vor der theoretischen Eintrittsblendenebene liegen.

die Stromverteilung in der Eintrittsblendenebene z_E bestimmt. Wenn man dort eine materielle Eintrittsblende anordnet, sind Apertur und Richtung der Bestrahlung in dem von *Glaser* [6] angegebenen mitgedrehten Koordinatensystem für alle Präparatpunkte dieselben; diese Art der Beleuchtung des Präparats ist, wie a.a.O. [5] gezeigt wurde, sowohl für die Abbildung des Präparates als auch für die Erzeugung eines möglichst gut stigmatischen, in der Austrittsblendenebene liegenden Beugungsdiagramms besonders günstig. Wenn keine materielle Blende in der Eintrittsblendenebene z_E liegt, entsteht die Stromverteilung in dieser Ebene, wie der Verfasser [5] ebenfalls gezeigt hat, als Bild der „virtuellen" Stromverteilung in einer hinter z_E liegenden Ebene z_{Bl}. Es handelt sich dabei wieder um eine Abbildung durch ein Vorfeld, nämlich das vor der Eintrittsblendenebene liegende Eintrittsblenden-Vorfeld. Kommt bei dieser Abbildung in der Ebene z_E ein scharfes Bild einer Blende zustande, so sind wieder die oben erwähnten günstigen Bestrahlungsbedingungen gegeben. Dafür müßte aber auch das in der Ebene z_{Bl} virtuell entstehende Blendenbild scharf sein.

Beim Strahlengang der Abb. 3 entsteht nun in der Ebene z_{BI} kein scharfes Blendenbild. Vielmehr wird die weit vor dem Objektiv zwischen z_{BI} und der verkleinerten Strahlquelle q angeordnete Blende vom Durchmesser D von den einzelnen Quellpunkten virtuell in die Ebene z_{BI} projiziert. Die Größe einer solchen z. B. vom Achsenpunkt A aus vorgenommenen (virtuellen) Blendenprojektion ist $\overline{A_{BI}'A_{BI}''} = D l_q / (l_q - l_B)$, wobei l_q den Abstand der Strahlquelle und l_B den Abstand der Blende von z_{BI} bedeutet. Die von dem um q von der Achse entfernt liegenden Strahlquellenpunkt B vorgenommene virtuelle Projektion hat ebenfalls den Durchmesser $\overline{B_{BI}'B_{BI}''} = D l_q / (l_q - l_B)$, der um die Strecke $\overline{A_{BI}'B_{BI}'} = \overline{A_{BI}''B_{BI}''} = q l_B / (l_q - l_B)$ neben der Projektion $\overline{A_{BI}'A_{BI}''}$ liegt. Vom Eintrittsblendenvorfeld werden diese virtuellen Projektionen reell in die Eintrittsblendenebene z_E abgebildet und zwar in der Größe $\overline{A_E'A_E''} = \overline{B_E'B_E''} = M_{BI}\overline{A_{BI}'A_{BI}''} = M_{BI} D l_q / (l_q - l_B)$. Wie bereits früher [5] gezeigt, ist bei der Linsenstärke $k^2 \approx 3$ der Abbildungsmaßstab $M_{BI} \approx 0{,}75$. Entsprechend sind die zum Achsenpunkt und zum Randpunkt der Strahlquelle q gehörenden wirksamen Blendenöffnungen $A_E'A_E''$ und $B_E'B_E''$ gegeneinander um $\overline{A_E'B_E'} - \overline{A_E''B_E''} = -M_{BI} q l_B / (l_q - l_B)$ verschoben. Man erhält als Verhältnis dieser Verschiebung $\overline{A_E'B_E'}$ zum wirksamen Blendendurchmesser $\overline{A_E'A_E''}$: $\overline{A_E'B_E'} / \overline{A_E'A_E''} = (l_B / l_q)(q / D)$ oder $\overline{A_E'B_E'} \cdot \overline{A_E'A_E''} = l_B \varrho \cdot l_q M_V D$, wenn noch q durch den Sondenradius $\varrho = q M_V$ ersetzt wird.

Nun ist $\alpha = D / 2(l_q - l_B)$ die Halbapertur der von den Quellpunkten ausgehenden und durch die Blendenöffnung hindurchtretenden Strahlenbündel. Bezeichnet man jetzt die halbe Bestrahlungsapertur des Präparats mit β, so ist, da es sich bei der Abbildung der Quelle in die Präparatebene um eine *Newton*sche Abbildung handelt, das Produkt aus Angularvergrößerung β/α und Lateralvergrößerung M_V bekanntlich $M_V \beta/\alpha = 1$ und $\beta = \alpha / M_V = D/2 M_V (l_q - l_B)$. Eliminiert man mit Hilfe dieser Gleichung D aus dem oben abgeleiteten Ausdruck für $\overline{A_E'B_E'} \cdot \overline{A_E'A_E''}$ und setzt außerdem — weil $l_q \gg f_V$ und etwa gleich der Gegenstandsweite des Vorfeldes ist — $M_V \approx f_V / l_q$, so ergibt sich

$$\overline{A_E'B_E'} / \overline{A_E'A_E''} \approx \frac{l_B \varrho}{2 f_V^2 \beta (1 - l_B / l_q)}.$$

Arbeitet man nun mit einem Sondenradius von $\varrho \approx 10\ m\mu$ und setzt zur Abschätzung den für einen Vorfeldkondensor typischen Wert $f_V \approx 3$ mm sowie $l_B \approx 50$ mm und $l_q \approx 200$ mm ein, so erhält man $\overline{A_E'B_E'} / \overline{A_E'A_E''} \approx 4.10^{-5} / \beta$. Bei einer Bestrahlungshalbapertur der Größenordnung $\beta \approx 10^{-3}$ beträgt also die Verschiebung der wirksamen Blendenöffnungen gegeneinander einige Prozent des Durchmessers und ist daher unerheblich. Bestrahlt man dagegen auf dem Präparat einen größeren Bereich, so erhält man schon bei $\varrho \approx 1\ \mu$ und $\beta \approx 10^{-3}$ den Wert $\overline{A_E'B_E'} / \overline{A_E'A_E''} \approx 4$. Da der Achsenabstand des Strahles in der Eintrittsblendenebene z_E seiner auf das mitgedrehte Koordinatensystem bezogenen, in der Präparatebene vorliegenden Neigung gegen die Linsenachse proportional ist, gilt für die ganze Beleuchtungsapertur $2\beta \approx \overline{A_E'A_E''}$; weiter folgt dann, daß die Außenbezirke des bestrahlten Präparatbereiches von Bündeln beleuchtet werden, die um den

Winkel $\gamma = 2\,\beta\,\overline{A_E' B_E'}/\overline{A_E' A_E''} \approx 10^{-2}$ gegen die Objektivachse geneigt sind. Objektiv-Aperturblenden der üblicherweise verwendeten Größen können diese geneigten Bündel gerade noch passieren. Da die Schrägstellung der Bündel linear mit der Entfernung der beleuchteten Stelle von der Linsenachse zunimmt, erscheint bei noch größeren beleuchteten Bereichen nur noch das Zentrum als Hellfeld, das von einem ringförmigen Dunkelfeldbereich umgeben ist.

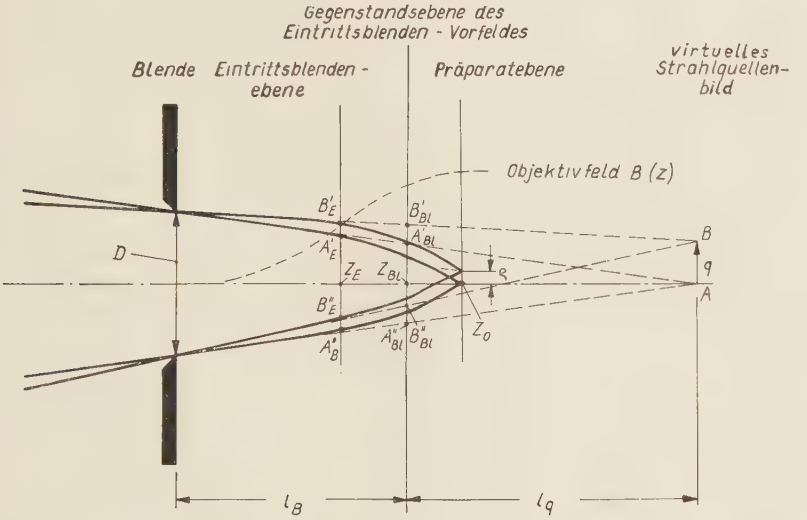


Abb. 4. Zur Berechnung der Neigung der in die Präparatebene einfallenden Strahlenbündel, wenn die Eintrittsblende weit vor der theoretischen Eintrittsblendenebene angeordnet wird und von der langbrennweitigen Kondensorlinse ein weit hinter dem Objektiv liegendes virtuelles Strahlquellenbild erzeugt wird.

Wenn das Vorfeld beim Strahlengang der Abb. 2 einen hinter dem Objektiv liegenden virtuellen Gegenstand abbildet, der wieder die Entfernung l_q von der Gegenstandsebene z_{Bl} des Eintrittsblenden-Vorfeldes hat, so ergeben sich, wie man sich mit Hilfe der Abb. 4 klarmachen kann, dieselben Ausdrücke wie die eben abgeleiteten, nur daß l_q durch $-l_q$ zu ersetzen ist. Somit ist die relative Blendenversetzung jetzt $\overline{A_E' B_E'}/\overline{A_E' A_E''} = \dfrac{l_B\,\varrho}{2\,f_v^2\,\beta\,(1 + l_B/l_q)}$.

Wenn $l_q \gg l_B$ ist, unterscheiden sich die Verhältnisse nicht wesentlich von den im vorherigen Absatz besprochenen. Bei größeren Strahldurchmessern kann man die Beleuchtung der Außenbezirke verbessern, indem man l_q durch Verstärken der Brechkraft des langbrennweitigen Kondensors verkürzt. Dies st ein weiterer praktisch wichtiger Vorteil des langbrennweitigen Kondensors.

1.3. Die vom Beugungsfehler hervorgerufene Begrenzung des minimal erreichbaren Sondendurchmessers und des Beugungsauflösungsvermögens

Wenn man einen Sondendurchmesser von etwa 10 mμ erreichen will, spielen Astigmatismus und Öffnungsfehler des Vorfeldes keine begrenzende Rolle. Der axiale Astigmatismus des Objektivfeldes muß nämlich zur Erzielung einer ausreichenden Auflösung bei der Abbildung des Präparats sowieso so klein sein, daß hierdurch ein Fehlerscheibchen von höchstens einigen mμ Durchmesser entstehen kann. Der Öffnungsfehler des Vorfeldes, das bei $k^2 \approx 3$ praktisch gleich dem Abbildungsfeld ist, hat schließlich etwa die gleiche Größe wie der Öffnungsfehler des Abbildungsfeldes, so daß er keine störenden Fehlerscheibchen verursacht.

Der Beugungsfehler hingegen begrenzt bei sehr kleinen Sondendurchmessern das erreichbare Beugungsauflösungsvermögen. Er erzeugt bekanntlich ein Fehlerscheibchen vom Durchmesser $d_B = 1{,}22\ \lambda/\beta$, wenn β die halbe Bestrahlungsapertur bedeutet. Ein kleinerer Sondendurchmesser als $2\,\varrho_{min} = 1{,}22\ \lambda/\beta$ läßt sich mithin grundsätzlich nicht erreichen, und außerdem ist ϱ_{min} über die Bestrahlungsapertur $2\,\beta$ mit dem Beugungsauflösungsvermögen A_β verknüpft: $A_\beta = \lambda/\text{Å}/2\,\beta = 2\,\varrho_{min}$ Å 2.44. Durch Verkürzen der Elektronenwellenlänge λ beim Erhöhen der Beschleunigungsspannung ließen sich zwar kleinere Sondendurchmesser erreichen, aber nur auf Kosten des Beugungsauflösungsvermögens. Ein Zahlenbeispiel: Bei einem Feinstrahldurchmesser von $2\,\varrho = 10$ mμ beträgt die Beugungsauflösung nur noch $A_\beta \approx 40$. Man sieht, daß hierdurch die physikalische Grenze der Anwendbarkeit der Feinstrahlbeugung gegeben ist.

2. Experimente zur Feinstrahl-Elektronenbeugung mit Hilfe des Vorfeldkondensors

Eine Feinstrahl-Beugungseinrichtung, bei der das Vorfeld der Objektivlinse als Verkleinerungsstufe diente, wurde auf der elektronenoptischen Bank nach *Ruska* [7] erprobt. Die dabei benutzten Strahlengänge sind in Abb. 5 dargestellt. Um den etwa in der Anodenbohrung des konventionellen Strahlsystems liegenden engen Strahlquerschnitt von ungefähr 0,1 mm Durchmesser auf eine Sondengröße von etwa 10 mμ zu verkleinern, wurden vor dem Objektiv zwei kurzbrennweitige elektromagnetische Linsen üblicher Bauart und eine bereits früher [3] beschriebene langbrennweitige starke Kondensorlinse angeordnet. Das Bestrahlungssystem stellte also einen vierlinsigen Kondensor dar, dessen letzte Stufe von dem kurzbrennweitigen Vorfeldkondensor gebildet wurde und das die Strahlquelle insgesamt etwa 10^4fach verkleinerte. Das Abbildungssystem bestand aus der Objektivlinse, die von der hinter dem Präparat folgenden Objektivfeldhälfte gebildet wurde, einer a.a.O. [3] ebenfalls bereits beschriebenen elektrostatischen Zwischenlinse und einem Projektiv mit Polschuhwechseleinrichtung. Die optischen Eigenschaften dieses Abbildungssystems wurden bereits früher [3] besprochen.

Es wurde mit zweistufiger Abbildung des Präparates durch Objektiv und Projektiv (s. Abb. 5a und c) und meistens bei 10000facher Vergrößerung

gearbeitet, damit man ein Präparatgebiet von einigen μ Durchmesser überblicken und so die für Beugung geeigneten Kristalle schneller auswählen konnte. Zur Abbildung des Beugungsdiagramms diente der von *Le Poole* [2] angegebene Strahlengang. Wie die Abb. 5b und d zeigen, wurde das in der hinteren Objektivbrennebene entstehende Diagramm dabei von der Zwischenlinse in die Projektivgegenstandsebene übertragen und vom Projektiv auf den Endbildschirm projiziert.

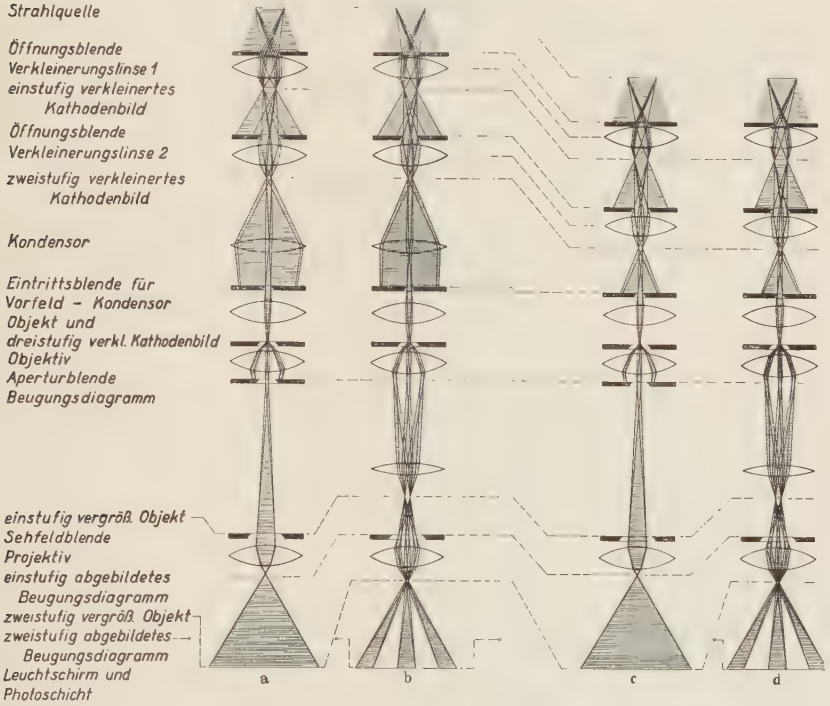


Abb. 5. Strahlengänge zur Feinbereichsbeugung bei Benutzung eines Vorfeldkondensors.
a, b) bei Benutzung des langbrennweitigen Kondensors.
c, d) ohne langbrennweitigen Kondensor.
a, c) Abbildung des Präparats.
b, d) Abbildung des Beugungsdiagramms.

Bei einer magnetischen Linse mit einer Achsenfeldstärkenverteilung nach Art des *Glaser*schen Glockenfeldes besteht zwischen der Linsenstärke k^2, der Spulendurchflutung NJ und der Beschleunigungsspannung U bekanntlich der Zusammenhang $k^2 = 3{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot (NJ)^2/U \cdot (V/A^2)$. Daraus ergibt sich, daß bei einer Linse dieses Feldtyps die zur Erzielung einer großen Vorfeldbrechkraft notwendige Linsenstärke $k^2 \approx 3$ selbst bei $U = 40$ kV erst bei einer Spulenbeaufschlagung von $NJ \approx 6000$ A erreicht würde. Etwas günstiger sind Objektivlinsen der von *Liebmann* und *Grad* [8] angegebenen Feld-

typen. Beispielsweise ist bei einer Linse, deren Spaltweite s sich zum Bohrungsdurchmesser b wie s/b = 1.5 verhält, schon bei einer Linsenstärke NJ/| U ≈ 22 A/|/V mit dem Auftreten eines kurzbrennweitigen Vorfeldkondensors zu rechnen, weil dann das Präparat bereits in der Feldmitte liegt; man muß dabei allerdings die Spaltweite s so groß machen, daß das Polschuheisen nicht gesättigt wird, weil sonst die gewünschte Feldform nicht zustande kommt. Daher erhielt das für die Experimente benutzte Polschuhsystem eine Spaltweite s — 9 mm und einen Bohrungsdurchmesser b — 6 mm. Bei U — 40 kV benötigte die Linse eine Durchflutung von NJ — 4500 A. Noch höhere Strahlspannungen konnten nicht verwendet werden, weil die dann erforderliche, ebenfalls höhere Spulendurchflutung den Eisenkreis der Linse übersättigt hätte. Bei U — 40 kV betrugen die Brennweiten des Vorfeldes und des Abbildungsfeldes — in befriedigender Übereinstimmung mit den nach *Liebmann* und *Grad* [8] zu erwartenden Werten – je etwa 3.8 mm.

Obwohl nach dem in Abs. 1.1. Ausgeführten zu erwarten war, daß die zusätzliche Verwendung eines langbrennweitigen Kondensors praktisch vorteilhaft ist, wurde auch ohne diese Linse gearbeitet. Das Beleuchtungssystem bestand bei diesen Versuchen aus zwei kurzbrennweitigen magnetischen Linsen, welche die Strahlquelle zweistufig auf etwa 0,5 μ Größe verkleinerten, und dem ebenfalls kurzbrennweitigen Vorfeldkondensor (s. Abb. 5c, d). Das zweistufig verkleinerte Strahlquellenbild lag etwa 170 mm vor dem Vorfeldkondensor, so daß bei f_V — 3,8 mm eine 45fache Vorfeld-Verkleinerung und eine minimale Sondengröße von etwa 10 mμ erreicht wurden. Weil in der Eintrittsblendenebene keine justierbare Blende angebracht werden konnte, wurde die Bestrahlungsapertur der Sonde auf die in Abs. 1.2. besprochene Weise durch eine 50 mm vor dem Objektiv angeordnete, im Betrieb zentrier- und wechselbare Blende begrenzt. Wie erwartet, war das Scharfstellen des Präparats durch axiales mechanisches Verstellen sehr schwierig, vor allem weil der beleuchtete Präparatbereich sehr klein war und erst nach wesentlicher Verminderung der Brechkraft der ersten beiden Kondensoren auf etwa 1 μ Durchmesser erweitert werden konnte. Bei dieser Defokussierung verminderten sich aber auch die - bei der anfänglichen Justierung automatisch berücksichtigten - magnetischen Streufelder dieser Linsen, so daß die Sonde rasch aus dem Gesichtsfeld auswanderte.

Auch für diesen raschen und möglichst störungsfreien Übergang von scharfgestellter Feinstrahlsonde zur Beleuchtung eines größeren Bereiches war die Verwendung des langbrennweitigen Kondensors vorteilhaft. Der hierzu benutzte Strahlengang ist in Abb. 5a, b dargestellt. Die beiden kurzbrennweitigen Kondensorlinsen erzeugen wieder ein stark verkleinertes Strahlquellenbild, das von dem langbrennweitigen Kondensor virtuell in eine weit hinter dem Objektiv liegende Ebene übertragen und in der in Abs. 1.1. dargestellten Weise vom Vorfeldkondensor stark verkleinert in die Präparatebene abgebildet wird. Beim Verändern der Brechkraft des langbrennweitigen Kondensors defokussiert sich die Sonde rasch, so daß dann ein größeres Präparatgebiet — allerdings weniger hell — beleuchtet wird; der Feinstrahl wandert dabei erfahrungsgemäß viel weniger aus als beim Defokussieren der kurzbrennweitigen Kondensorlinsen.

Als Beispiel für die mit diesem neuen Strahlengang erzielten ersten Ergebnisse sei in Abb. 6c ein Beugungsdiagramm eines etwa 30 mμ großen Bereiches eines Molybdänoxyd-Kristalles wiedergegeben. Die Belichtungszeit bei der Aufnahme des Beugungsdiagramms betrug etwa 30 sec. Zur Kennzeichnung der Lage der Feinstrahlsonde wurde eine Photoplatte zweimal exponiert (s. Abb. 6b): Zunächst wurde die Lage der scharfgestellten Sonde durch Überbelichten bei einer Belichtungszeit von 10 sec deutlich markiert und dann – nach Defokussieren des langbrennweitigen Kondensors – mit einer Belichtung von 30 sec Dauer die nähere Umgebung des ausgewählten Bereiches aufgenommen. Der Sondendurchmesser wirkt durch die Überbelichtung verbreitert. Zum Beispiel wurde durch eine Versuchsreihe festgestellt, daß auf der Photoplatte wiedergegebene kleine Sondendurchmesser bei Steigerung der Belichtungszeit von 1 sec auf 20 sec um mehr als das Doppelte wachsen. Besonders unangenehm war das sehr rasche Verschmutzen der von der Sonde beleuchteten Präparatstelle durch das bekannte Auf-

a

b

c

Abb. 6. Feinbereichsbeugung bei Benutzung eines Vorfeldkondensors im Strahlengang der Abb. 5a, b.

a) Übersichtsbild (der in b sichtbare Bereich ist gekennzeichnet).
b) Markierung der Lage der Feinstrahlsonde.
c) Beugungsdiagramm.

wachsen von Kohleschichten. Diese Verschmutzung wuchs so rasch, daß das Beugungsdiagramm am Ende der Belichtungszeit nicht mehr zu erkennen war. Mit einer praktischen Anwendung des Feinstrahlbeugungsverfahrens ist daher wohl nur zu rechnen, wenn man die Verschmutzung z. B. durch Kühlung des Präparates verhindert und außerdem das bei einer Strahlspannung von 40 kV noch oft unzureichende Durchdringungsvermögen der Elektronen durch Erhöhen der Beschleunigungsspannung verbessert.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für die Förderung dieser Arbeit und Herrn *J. Radtke* für Hilfe bei den Experimenten.

Literatur

[1] *W. D. Riecke*, Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von ausgewähltem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang. Optik *18* (1961) 278.
[2] *J. B. Le Poole*, Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips' Techn. Rundsch. *9* (1947) 33.
[3] *W. D. Riecke*, Feinstrahl-Elektronenbeugung mit dreistufigem Kondensor und langbrennweitiger letzter Kondensorstufe. Optik *19* (1962) 81.
[4] *M. v. Ardenne*, Elektronenübermikroskop mit wahlweise einschaltbarer Elektronensonde zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen bestimmter kleiner Bezirke des Gesichtsfeldes. Z. Physik *117* (1941) 515.
[5] *W. D. Riecke*, Die Abbildungseigenschaften des Vorfeldes einer magnetischen Objektivlinse vom *Glaser*schen Glockenfeldtyp. Optik *19* (1962) 169.
[6] *W. Glaser*, Grundlagen der Elektronenoptik. Springer-Verlag, Wien 1952.
[7] *E. Ruska*, Un nouveau banc d'optique électronique pour recherches et démonstrations avec des faisceaux d'électrons. Les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire. Toulouse 1955, p. 253.
[8] *G. Liebmann, E. M. Grad*, Imaging properties of a series of magnetic electron lenses. Proc. Phys. Soc., London, B *64* (1951) 956.

(Eingegangen am 17. 7. 1961)

Optik

Optik 19
Heft 6, 1962

Sonderabdruck 19. Band 1962, Seite 297–306
Herausgeber: Dr. Fr. Gößler und Dr. N. Günther
WISSENSCHAFTLICHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H., STUTTGART

DK 535.42 : 537.533

Feinbereichs-Elektronenbeugung an orientierbaren Präparaten bei gleichzeitiger Beobachtung von Präparatbild und Beugungsdiagramm[1]

Von *W. D. Riecke*

Institut für Elektronenmikroskopie am Fritz-Haber-Institut
der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem

Inhaltsangabe

Es wird eine neue Methode zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen kleiner ausgewählter Bereiche von Durchstrahlungspräparaten beschrieben. Zur Bereichsauswahl wurden dabei durch Bestrahlung mit einem Doppelkondensor Objektbereiche von minimal einigen μ Durchmesser ausgeleuchtet. Die dreistufige Abbildungsoptik bestand aus kurzbrennweitiger Zwischenlinse, Projektivlinse und einer langbrennweitigen, etwa 300 mm vom Präparat entfernt angeordneten Objektivlinse. Vor der Objektivlinse war ein Leuchtschirm angebracht, auf dem das Beugungsdiagramm sichtbar wurde. Die um einen Winkel von weniger als 10^{-2} rad abgebeugten Elektronen, die für das Beugungsdiagramm meistens keine Bedeutung haben, sowie der unabgelenkte Strahl konnten durch eine Bohrung im Leuchtschirm in die Objektivlinse eintreten, so daß die Abbildungsoptik auf einen hinter dem Projektiv angeordneten zweiten Leuchtschirm ein Bild des Objekts projizierte. Beugungsdiagramm und Abbildung waren daher auf zwei verschiedenen Leuchtschirmen gleichzeitig sichtbar. Der Abstand zwischen Präparat und Objektiv war groß genug, damit eine Vorrichtung zum präzisen Drehen des Präparats um große Winkel angeordnet werden konnte. Man konnte daher Abbildungen und Beugungsdiagramme bei verschiedenen Orientierungen des Präparats aufnehmen.

Abstract

A new method is described for the production of electron diffraction patterns from small selected areas of transmission specimens. The minimum area examined has a diameter of a few μ and can be selected by illuminating with a double condenser. The imaging system has three stages. Intermediate and projector lens have short focal lengths. The long focal length objective lens is at a distance of

[1] D 188 (6. Mitteilung)

300 mm from the specimen. A fluorescent screen, on which the diffraction pattern can be observed, is placed before the objective lens. Electrons which were diffracted by less than 10^{-2} rad pass through an opening in the center of the screen and enter the objective lens. Thus, the imaging system produces a 850 times magnified image of the specimen on a second fluorescent screen situated behind the projector. Therefore, both diffraction pattern and image of the specimen can be observed simultaneously on two different screens. Because of the large distance between object plane and objective lens, there was ample space to accommodate a precision specimen stage, which permits large angle rotation of the specimen. Thus, diffraction patterns and micrographs can be obtained at various orientations of the specimen.

Résumé

On décrit une nouvelle méthode pour produire des diagrammes de diffraction d'électrons de petites aires sélectionnées d'un spécimen à transmission. L'aire minimum que l'on peut examiner a un diamètre de quelques μ et elle peut être sélectionnée par l'éclairage provenant d'un double condenseur. Le système d'imagerie comprend trois étappes: une lentille intermédiaire, une lentille de projection, les deux à longueur focale courte, et un objectif à longue focale situé à une distance de 300 mm du spécimen. Un écran fluorescent placé devant l'objectif permet d'observer les diagrammes de diffraction. Les électrons diffractés de moins de 10^{-2} rad passent par une ouverture au centre de l'écran et pénètrent dans l'objectif. Ainsi le système produit une image du spécimen aggrandie 850 fois sur un deuxième écran fluorescent situé derrière le projecteur. Ceci permet l'observation simultanée du diagramme de diffraction et de l'image du spécimen sur deux écrans différents. La distance entre le plan objet et l'objectif est telle qu'il y a beaucoup de place pour contenir un porte-objets de précision, ce qui permet un très grand angle de rotation du spécimen. L'on obtient ainsi des diagrammes de diffraction et des micrographes correspondants à différentes orientations du spécimen.

Einleitung

Mit modernen dreistufigen Elektronenmikroskopen lassen sich bekanntlich in dem von *Le Poole* [1] angegebenen Strahlengang Elektronenbeugungsdiagramme ausgewählter Bereiche von Durchstrahlungspräparaten bis herab zu einem Bereichsdurchmesser von 1 μ anfertigen [2]. Darüber hinaus hat der Verfasser [3, 4] über Versuchselektronenmikroskope berichtet, mit denen noch wesentlich kleinere Präparatbereiche – bis zu einem Durchmesser von etwa 0,01 μ herab – für die Beugungsuntersuchung ausgewählt werden konnten. Alle diese Mikroskope haben aber für Beugungsuntersuchungen den Nachteil, daß das Beugungsdiagramm mit Hilfe von Linsen auf den Beobachtungsleuchtschirm projiziert wird und die Abbildungsfehler dieser Linsen eine Verzeichnung des Diagramms und einen Verlust an Beugungsauflösungsvermögen verursachen [5]. Ein weiterer Nachteil ist, daß bei diesen Strahlengängen das Präparat dicht vor dem Spalt der Objektivlinse angeordnet werden muß, so daß man seine Orientierung relativ zum Elektronenstrahl nicht wesentlich verändern kann, weil der zum Aufbau eines präzisen Präparattisches für Drehbewegungen nötige Bauraum dort nicht zur Verfügung steht. Die Kippungen von wenigen Graden, die mit Hilfe der bei vielen Elektronenmikroskopen vorhandenen Stereoeinrichtungen möglich sind und nur um eine einzige, zum Strahl senkrechte Achse stattfinden, sind viel zu klein, um für eine Elektronenbeugungsuntersuchung wesentliche Bedeutung zu haben.

Der im folgenden besprochene Strahlengang behob diese beiden Nachteile gleichzeitig, d. h. zwischen dem Präparat und der zur Aufnahme des Beugungsdiagramms benutzten Photokamera waren keine Linsen angeordnet, und das Präparat konnte um eine zum Elektronenstrahl senkrechte Achse um große Winkel gedreht und dadurch seine Orientierung zum einfallenden Strahl geändert werden. Wie später noch gezeigt, wird bei diesem Strahlengang ein weit vom Objektiv entferntes Präparat abgebildet, was die Qualität des Bildes beeinträchtigt. Bei vielen Elektronenbeugungsuntersuchungen kann dies jedoch in Kauf genommen werden. Für die Experimente wurde eine elektronenoptische Bank nach *Ruska* [6] benutzt.

1. Der Strahlengang

Der Strahlengang ist in Abb. 1 dargestellt und gliedert sich in drei Teile: das Feinstrahl-Beleuchtungssystem, den Präparattisch mit der Beugungskamera und das Abbildungssystem.

Zuerst sei das Beleuchtungssystem betrachtet. Die Strahlquelle wurde mit Hilfe eines Doppelkondensors etwa 50fach verkleinert in die Präparatebene abgebildet (Abb. 1a, b). Dabei entwarf die erste Kondensorlinse ein stark verkleinertes Bild der Strahlquelle, das mit Hilfe des langbrennweitigen zweiten Kondensors nur schwach nachvergrößert in die Präparatebene übertragen wurde. Die Bestrahlungsapertur war durch eine dicht hinter dem zweiten Kondensor angeordnete zentrier- und auswechselbare Aperturblende bestimmt. Der axiale Astigmatismus der langbrennweitigen Kondensorlinse konnte mit einem elektromagnetischen Stigmator des vom Verfasser [3] bereits früher beschriebenen Typs kompensiert werden. Zum Justieren des Feinstrahls diente das ebenfalls bereits beschriebene elektromagnetische Ablenksystem [3], das zwischen der zweiten Kondensorlinse und dem Präparat angeordnet war. Der beleuchtete Bereich war etwa 3 μ groß.

Besondere Anforderungen mußten natürlich an die Verstellgenauigkeit des Präparattisches gestellt werden, da die Beugungsdiagramme bei verschiedenen Orientierungen der Probe aufgenommen werden sollten. Vor allem sollte die untersuchte Präparatstelle während der zum Orientieren erforderlichen Drehbewegungen nicht aus dem Elektronenstrahl auswandern, weil man sonst das Orientieren des Präparates nicht an Hand der Veränderungen des Beugungsdiagrammes verfolgen kann. Da des großen mechanischen Aufwandes wegen nicht an den Neubau eines der betrachteten Untersuchungsmethode speziell angepaßten Präparattisches gedacht werden konnte, diente aushilfsweise für die Versuche ein bereits an anderer Stelle [7] beschriebener Präparattisch. Er war eigentlich für Beugungsuntersuchungen bei streifendem Strahleinfall konstruiert, hatte aber die erforderliche große Verstellgenauigkeit. Das Präparat konnte mit diesem Tisch um eine vertikale, zum horizontal laufenden Elektronenstrahl orthogonale Achse frei herumgedreht werden. Um eine andere, horizontal liegende und ebenfalls zum Elektronenstrahl senkrechte Drehachse ließ sich das Präparat um $\pm 15°$ drehen. Der untersuchte, vom Feinstrahl beleuchtete Bereich mußte natürlich auf dem Schnittpunkt der beiden Drehachsen liegen, damit er beim Drehen nicht aus dem Strahl auswanderte. Mittels eines beim Drehen mitbewegten, zur gerad-

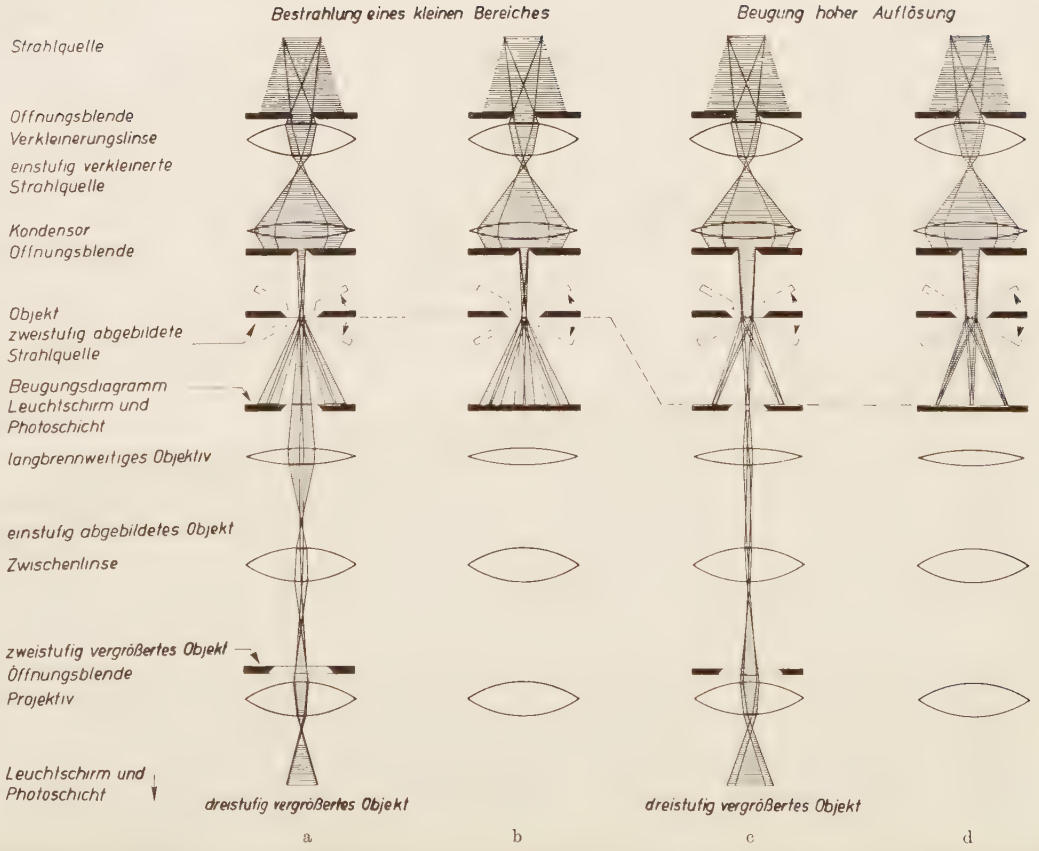


Abb. 1. Strahlengänge zur Feinbereichsbeugung mit linsenlos erzeugtem Beugungsdiagramm und orientierbarem Präparat.

a, c) Gleichzeitige Beobachtung des Beugungsdiagramms und der Abbildung des Präparates bzw. Aufnahme des Präparatbildes.

b, d) Aufnahme des Beugungsdiagramms.

a, b) Die Feinstrahlsonde ist zur Feinbereichsbeugung auf dem Präparat scharfgestellt.

c, d) Die Feinstrahlsonde ist zur hochauflösenden Beugung auf dem Leuchtschirm scharfgestellt.

linigen Verstellung dienenden Kreuztisches konnte das Präparat in drei aufeinander senkrechten Richtungen verschoben und jede beliebige Präparatstelle in den Drehachsenschnittpunkt gebracht werden. In den Präparatträger konnten zwei Präparatblenden eingesetzt und mittels einer Grobverstellung des Kreuztisches wahlweise in den Strahl gebracht werden. Auf technische Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden, und es sei statt dessen auf die bereits oben zitierte Literaturstelle [7] verwiesen.

Der nächste Abschnitt des Strahlenganges ist die Beugungskamera. 200 mm hinter dem Präparat war ein Leuchtschirm angeordnet, auf dem das Beugungsdiagramm beobachtet werden konnte. Zur Aufnahme wurde eine mit Normalfilm beschickte Filmtransportkassette an Stelle des Leuchtschirmes eingeschoben, nachdem zuvor der Strahl mittels eines von *Ruska* [6] beschriebenen, zwischen Beleuchtungssystem und Präparattisch angeordneten Verschlusses abgeblendet worden war. Das Diagramm wurde dann durch kurzes Öffnen des Verschlusses aufgenommen. Der Leuchtschirm war in der Mitte mit einer 4 mm großen Bohrung versehen, durch die der ungestreute Strahl sowie die bis zu einem Winkel von etwa $\alpha = 10^{-2}$ Grad abgebeugten Elektronen frei passieren und in das Abbildungssystem eintreten konnten, das im folgenden besprochen wird.

Das Abbildungssystem bestand aus drei Linsen: einer langbrennweitigen Objektivlinse und zwei kurzbrennweitigen elektromagnetischen Linsen üblicher Bauart, die das Präparatbild auf den gewünschten Abbildungsmaßstab nachvergrößerten. Als Objektiv diente die bereits an anderer Stelle [3] beschriebene langbrennweitige starke Linse mit kleinem Öffnungsfehler, deren Gegenstandsweite 340 mm und deren Bildweite 110 mm betrug. Sie bildete das Präparat im Abbildungsmaßstab 1 : 3 verkleinert in die Gegenstandsebene des zweistufigen Vergrößerungssystems ab, dessen erste Linse mithin als Zwischenlinse und dessen zweite Linse als Projektiv arbeitete. Da der Diagrammleuchtschirm den größten Teil der abgebeugten Strahlen abblendete, wirkte er für die Abbildung als – interessanterweise vor dem Objektiv stehende – Kontrastblende. Auf dem Endbildschirm wurde vom Projektiv das vergrößerte Bild des Präparates entworfen, das man somit gleichzeitig mit dem – allerdings seines Nullstrahles beraubten – Beugungsdiagramm auf zwei verschiedenen Leuchtschirmen beobachten konnte. Zur Aufnahme des Präparatbildes diente in üblicher Weise die hinter dem Endbildschirm angeordnete, in [6] beschriebene Plattenkamera. Während des Aufnehmens des Beugungsdiagramms war das Präparatbild natürlich nicht sichtbar, weil dann auch der Nullstrahl durch den Film abgefangen wurde. Es sei noch erwähnt, daß neben dem Durchgangsloch des Diagrammleuchtschirms ein kleines Stück Uranglas angebracht war; dieses wurde durch Verschieben des Leuchtschirms in den Strahl gebracht, und man konnte dann das Bild des engsten Strahlquerschnittes auf die Schirmebene scharfstellen (Abb. 1 c, d). Auf diese Weise ergeben sich Diagramme besonders hoher Beugungsauflösung, während der ausgewählte Objektbereich dabei durch die Schattenkante der hinter der zweiten Kondensorlinse liegenden Aperturblende begrenzt wurde. Da das Präparat etwa in der Mitte zwischen dieser und dem Leuchtschirm lag, war der ausgewählte Bereich etwa halb so groß wie die Aperturblende,

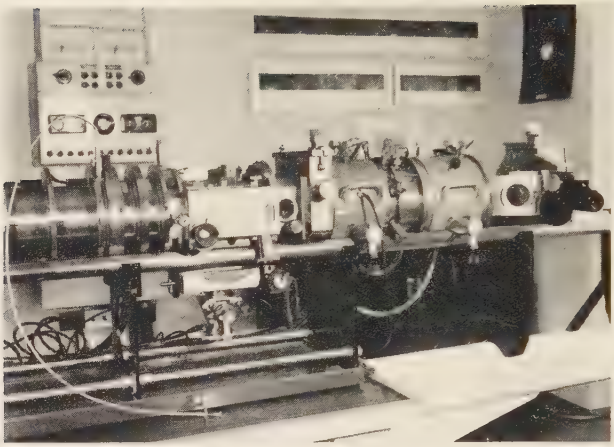


Abb. 2. Auf der elektronenoptischen Bank aufgebautes Elektronenmikroskop zur Feinbereichs-Elektronenbeugung mit gleichzeitiger Beobachtung des Beugungsdiagramms und des Präparatbildes. Das weiter links liegende Strahlrohr ist im Bilde nicht mehr sichtbar. Etwa in der Bildmitte erkennt man das zur Beobachtung des Beugungsdiagramms dienende Einblickfenster, links daneben den für Drehbewegungen eingerichteten Präparattisch. Das am rechten Ende des Rohres sichtbare Fenster gestattet die Beobachtung des Endbildes.

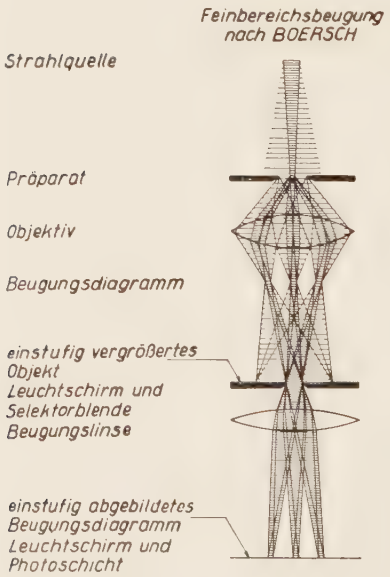


Abb. 3. Feinbereichs-Elektronenbeugung nach *Boersch*.

wenn der Nullstrahldurchmesser klein gegen den Aperturblendendurchmesser war.

Abb. 2 zeigt den auf der elektronenoptischen Bank aufgebauten Strahlengang. Etwa in der Mitte des Bildes erkennt man das Einblickfenster zum Beobachten des ersten Leuchtschirms, auf dem das Beugungsdiagramm sichtbar wird. Das zweite, zum Beobachten des Präparatbildes dienende Einblickfenster befindet sich rechts am Ende des Rohres.

Es sei noch erwähnt, daß bereits bei dem von *Boersch* [8] angegebenen Feinbereichsbeugungs-Strahlengang (s. Abb. 3) Präparatbild und Beugungsdiagramm gleichzeitig beobachtet werden konnten. Hierbei entwarf die Objektivlinse auf dem – in Strahlrichtung gesehen – ersten Leuchtschirm ein schwach vergrößertes Präparatbild (Abbildungsmaßstab $M \approx 13$). Durch

eine zentrale Bohrung dieses Leuchtschirms traten nur diejenigen Elektronen, die zu dem auf die Bohrungsöffnung fallenden Teilbereich des Zwischenbildes gehörten, in die langbrennweitige Beugungslinse ein; der Leuchtschirm wirkte also als Selektorblende. Die Beugungslinse wiederum bildete das in der hinteren Objektivbrennebene entstehende Beugungsdiagramm des auf diese Weise ausgewählten Präparatbereiches auf den Endbildleuchtschirm ab. Zwar konnte auch hier ein Präparatbild gleichzeitig mit dem Beugungsdiagramm beobachtet werden, jedoch war gerade der beugende Präparatbereich nicht zu erkennen, weil er auf die Leuchtschirmöffnung fiel. Außerdem wurde das Beugungsdiagramm nicht linsenlos, d. h. nicht streng verzeichnungsfrei, erhalten.

2. Einige Besonderheiten des Abbildungssystems

Da nach Kenntnis des Verfassers – über das Abbilden mit langbrennweitigen Objektiven bisher nichts veröffentlicht ist, soll im nachstehenden über einige sich hierauf beziehende Überlegungen und erste experimentelle Erfahrungen berichtet werden.

Die als Objektiv dienende langbrennweitige Linse arbeitete bei einer Brennweite von etwa $f = 80$ mm mit einer Öffnungsfehlerkonstanten $C_{\ddot{o}} \approx 10^2$ mm. Der Abbildungsmaßstab betrug $M = 1:3$. Wenn man die Linse in erster Näherung als dünne Linse betrachtet und wenn sie die Öffnungsfehlerkonstante $C_{\ddot{o}}$ hat, beträgt der Radius des auf die Objektebene bezogenen Kreises kleinster Verwirrung bekanntlich $\delta_{c\ddot{o}} = \frac{1}{4}\left(1 + \frac{1}{M}\right)^4 C_{\ddot{o}}\,\alpha^3$. Dabei ist α die halbe Apertur der vom Präparat ausgehenden und die Linse passierenden Strahlen. Setzt man nun für α die durch die Durchgangsöffnung des Diagrammleuchtschirms bestimmte maximale Halbapertur 10^{-2} ein, so ergibt sich $\delta_{c\ddot{o}} = 6{,}4\ \mu$. Auf den Aufnahmen dagegen konnte durch Messen des Abstandes deutlich getrennter Punkte ein um über eine Größenordnung besseres Auflösungsvermögen von ungefähr $0{,}3\ \mu$ festgestellt werden. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Winkelverteilung der von den Objektpunkten ausgehenden Elektronen nicht der *Lambert*schen Strahlungscharakteristik entspricht, die der Ableitung der Formel zugrunde liegt; die Bohrung im Diagrammleuchtschirm müßte dann nämlich gleichmäßig ausgeleuchtet sein. Vielmehr gehört der größte Teil der Intensität zum unabgelenkten Strahl und in dessen unmittelbare Umgebung, so daß die „effektive" Apertur wesentlich kleiner als 10^{-2} wird.

Große Schwierigkeiten bereiteten anfänglich Aufladungen des Diagrammleuchtschirms, der für das langbrennweitige Objektiv als Öffnungsblende wirkte. In üblicher Weise aufsedimentierte Leuchtstoffschichten verursachten so starken Astigmatismus, daß überhaupt kein brauchbares Bild entstand. Durch Bedampfen der Schirmoberfläche mit einer Kohleschicht nach dem von *Bradley* [9] angegebenen Verfahren konnten die Aufladungen schließlich so weit reduziert werden, daß brauchbare Präparatabbildungen möglich waren. Gelegentlich, besonders wenn der unabgelenkte Strahl nicht genau

durch die Mitte der Bohrung lief, wurde aber immer noch ein durch Aufladungen verursachtes periodisches Pendeln des Endbildes beobachtet.

Das Auswerten der Aufnahmeserien wird natürlich besonders einfach, wenn das Beugungsdiagramm und das Präparatbild richtig, d. h. ohne zusätzliche Bilddrehung, zueinander orientiert sind. Daher wurden die Abbildungslinsen so gepolt und in den Durchflutungen aufeinander abgestimmt, daß die gesamte Bilddrehung des Abbildungssystems 180° betrug und so die durch die ungerade Anzahl der Abbildungsstufen hervorgerufene, zur Bilddrehung hinzukommende Bildumkehr aufhob. Die Endbildvergrößerung betrug 850, so daß die feinsten noch aufgelösten Bildeinzelheiten etwa 0,3 mm voneinander entfernt waren.

3. Drehkristalldiagramme

Abb. 4 zeigt als Beispiel für die mit der neuen Methode ausführbaren Untersuchungen eine Reihe von Abbildungen und Beugungsdiagrammen ein und desselben MoO_3-Kristalles, die in dem beschriebenen Strahlengang aufgenommen sind. Bei jeder Orientierung des Kristalles wurden drei Aufnahmen gemacht, und zwar bei defokussiertem Feinstrahl ein Übersichtsbild über ein größeres Präparatgebiet, bei scharfgestelltem Feinstrahl der zur Beugung ausgewählte Bereich und schließlich das Beugungsdiagramm. Nach einer solchen Aufnahmeserie wurde der Kristall um 20° gedreht und das Verfahren wiederholt. Die Veränderung der Orientierung des Kristalles ist in den Abbildungen deutlich zu erkennen. Der Kristall selbst hatte die Form eines dünnen Plättchens, das um etwa 55° gegen die Präparatträgerebene geneigt war. Durch diese Stellung erklärt sich auch die auffällige Krümmung der Punktreihen in den Beugungsdiagrammen.

Eine solche Serie von Beugungsdiagrammen stellt eine Reihe von Schnitten dar, die mit der *Ewald*-Kugel durch das reziproke Gitter des untersuchten Kristalles gelegt werden. Sie steht daher in enger Verwandtschaft zu den über große Winkelbereiche aufgenommenen *Kikuchi*-Diagrammen, die man – wie *Sakaki* und der Verfasser [10] gezeigt haben – zur Analyse des reziproken Gitters massiver Einkristalle verwenden kann. Die in dem jetzt besprochenen Strahlengang aufgenommenen „Drehkristall-Diagramme" stellen daher ebenfalls eine Methode zur Untersuchung des reziproken Gitters dar, wobei aber Substanzmengen der Größenordnung 10^{-10} g zum Experimentieren ausreichen.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. *E. Ruska* für die Förderung dieser Arbeit und Herrn *J. Radtke* für Hilfe bei den Experimenten.

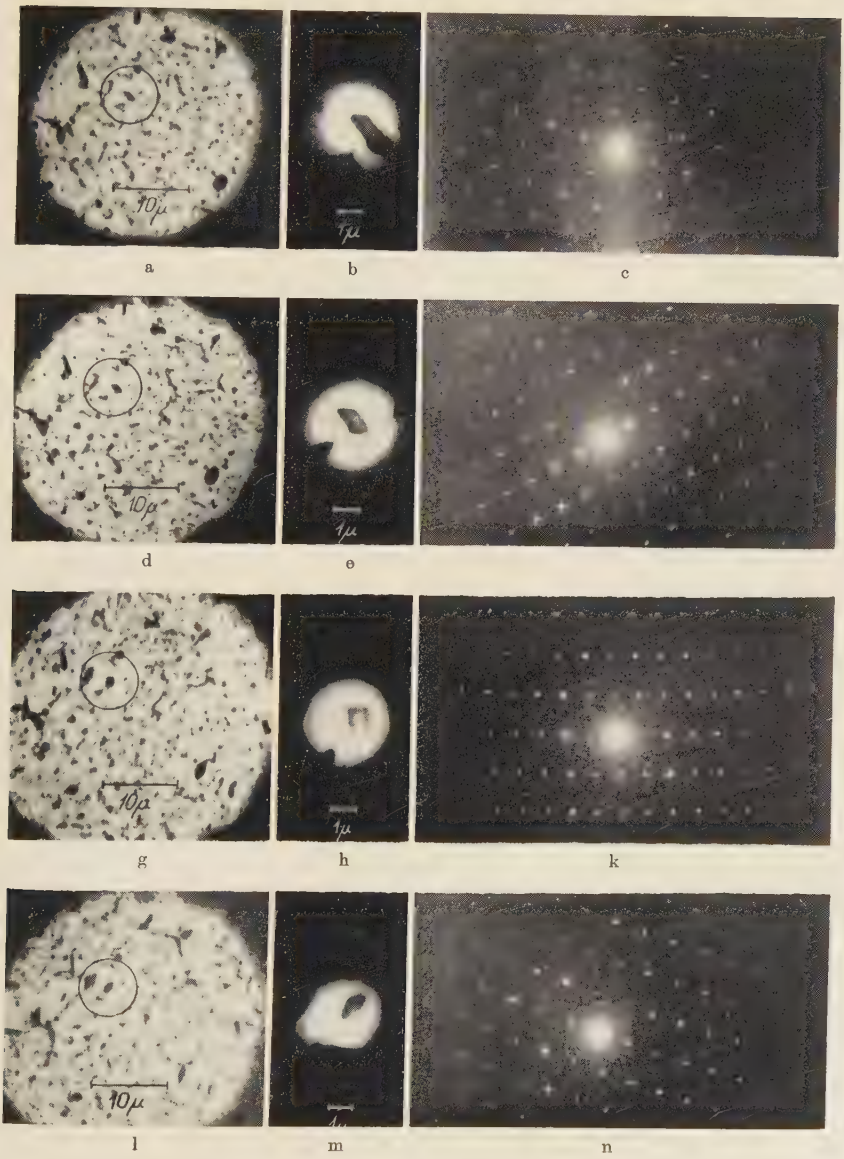


Abb. 4. Feinbereichsbeugung mit linsenlos erzeugtem Beugungsdiagramm und orientierbarem Präparat. Die Drehachse liegt parallel zu den Schmalseiten der Beugungsdiagramme. Zwischen den Aufnahmeserien a, b, c und d, e, f bzw. g, h, k sowie l, m, n wurde das Präparat um diese Achse jeweils um 20° weitergedreht.

a, d, g, l) Übersichtsbilder (bei defokussierter Sonde aufgenommen).
b, e, h, m) Die Sonde ist auf den ausgewählten Kristall scharfgestellt.
c, f, k, n) Beugungsdiagramme.

Literatur

[1] *J. B. Le Poole*, Ein neues Elektronenmikroskop mit stetig regelbarer Vergrößerung. Philips' Techn. Rundsch. *9* (1947) 33.
[2] *W. D. Riecke*, Über die Genauigkeit der Übereinstimmung von ausgewähltem und beugendem Bereich bei der Feinbereichs-Elektronenbeugung im *Le Poole*schen Strahlengang. Optik *18* (1961) 278.
[3] *W. D. Riecke*, Feinstrahl-Elektronenbeugung mit dreistufigem Kondensor und langbrennweitiger letzter Kondensorstufe. Optik *19* (1962) 81.
[4] *W. D. Riecke*, Über eine neue Methode zur Herstellung von Elektronenbeugungsdiagrammen extrem kleiner, ausgewählter Bereiche aus elektronenmikroskopischen Durchstrahlungspräparaten. Optik *19* (1962) 273.
[5] *W. D. Riecke*, Verzeichnung und Auflösung der im *Le Poole*schen Strahlengang aufgenommenen Beugungsdiagramme. Optik *18* (1961) 373.
[6] *E. Ruska*, Un nouveau banc d'optique électronique pour recherches et démonstrations avec des faisceaux d'électrons. Les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire. Toulouse 1955, p. 253.
[7] *W. D. Riecke, F. Stöcklein*, Eine Objektkammer mit universell beweglichem Präparattisch für Elektronenbeugungsuntersuchungen. Z. Physik *156* (1959) 163.
[8] *H. Boersch*, Über das primäre und sekundäre Bild im Elektronenmikroskop. II. Strukturuntersuchungen mittels Elektronenbeugung. Ann. Physik (5) *27* (1936) 75.
[9] *D. E. Bradley*, Evaporated carbon films for use in electron microscopy. Brit. J. Appl. Physics *5* (1954) 65.
[10] *W. D. Riecke, Y. Sakaki*, Zur Untersuchung des reziproken Gitters von Einkristallen mit Hilfe von *Kikuchi*-Diagrammen. Z. Physik *156* (1959) 534.

(Eingegangen am 8. 9. 1961)

Lebenslauf

Am 6. Oktober 1925 wurde ich als Sohn des Lehrers Arnold Riecke und seiner Ehefrau Emmy geb. Miethe in Suhl, Kreis Schleusingen geboren. Von 1936 bis 1943 besuchte ich die Real-Abteilung des Kaiserin-Augusta-Gymnasiums zu Berlin-Charlottenburg. Ich mußte die Schule nach der 7. Klasse mit dem Reifevermerk verlassen, weil ich zum Arbeitsdienst und anschließend zur Wehrmacht eingezogen wurde. Nach kurzer Gefangenschaft am Kriegsende verdiente ich mir meinen Lebensunterhalt als Bau- und Demontagearbeiter. Ab Juli 1946 besuchte ich die Abschlußklasse der "Oberschule zur Himmelspforte" zu Erfurt, wohin meine Eltern nach dem Verlust ihrer Berliner Wohnung durch einen Bombenangriff verzogen waren. Dort erhielt ich 1947 das Abiturientenzeugnis.

Im Wintersemester 1947/48 begann ich an der Friedrich-Schiller-Universität in Jena das Studium der Physik mit den Nebenfächern Mathematik und Chemie. Ab Wintersemester 1949/50 setzte ich das Studium an der damals neu gegründeten Freien Universität zu Berlin-Dahlem fort. Zum Bestreiten meines Lebensunterhaltes arbeitete ich neben dem Studium als Werkstudent in der von Herrn Prof. Dr. E. Ruska geleiteten Abteilung für Elektronenoptik der Firma Siemens & Halske AG. Dort konnte ich auch die Experimente zu meiner Diplomarbeit ausführen, deren Thema die Entwicklung einer Apparatur zur Elektronenbeugung an Gasen war. Das Diplomexamen bestand ich im Herbst 1952. Aus persönlichem Interesse studierte ich nach dem achtsemestrigen Physikstudium noch zwei Semester Betriebswirtschaft.

Anfang 1953 wurde ich als Physiker im Laboratorium für Elektronenmikroskopie der Siemens & Halske AG angestellt und mit Entwicklungsaufgaben für Elektronenmikroskope und Elektronenbeugungsgeräte betraut. Am 1. April 1955 folgte ich Herrn Prof. Dr. E. Ruska als wissenschaftlicher Assistent an das Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, um dort ausschließlich wissenschaftlich arbeiten zu können.

Seit Juni 1955 bin ich verheiratet; meine Frau Sabine geb. Hage ist als Studienassessorin an einer Oberschule wissenschaftlichen Zweiges in Berlin-Neukölln tätig. Wir haben eine Tochter.